Eine Untersuchung der Photoproduktion von neutralen Rho-Mesonen an Protonen in einem Streamerkammerexperiment im Energiebereich von 4.1 bis 6.3 GeV

Gerhard Kronseder

München
1971

1972

Eine Untersuchung der Photoproduktion von neutralen Rho-Mesonen an Protonen in einem Streamerkammer-experiment im Energiebereich von 4.1 bis 6.3 GeV

Inaugural - Dissertation
zur Erlangung der Doktorwürde
der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von
Gerhard Kronseder

Oktober 1971

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

1. Berichterstatter: Professor Dr. K. Gottstein
2. Berichterstatter: Professor Dr. U. Meyer-Berkhout
Tag der mündlichen Prüfung: 10. Februar 1972

Inhaltsverzeichnis

	Seite
Einleitung	1
I. Experimenteller Aufbau und Auswertung	3
I.1. Beschreibung der Streamerkammer	3
I.2. Anordnung der Zähler und Triggerbedingung	3
I.3. Die Auswertung der Bilder	5
3.1. Übersicht	5
3.2. Durchmusterung der Filme	6
3.3. Messung und geometrische Rekonstruktion der Ereignisse	7
3.4. Kinematische Rekonstruktion der Ereignisse	8
II. Spezielle Auswertungsprobleme	10
II.A. Untersuchung der Vertexrekonstruktion	10
A.1. Der Aufbau des Targets	11
A.2. Energieverlust und Vielfachstreuung im Target	11
A.3. Untersuchung des Einflusses von Energieverlust und Vielfachstreuung auf die Vertexrekonstruktion	12
II.B. Die Ionisation in der Streamerkammer	16
B.1. Die Entstehung von Streamern	16
B.2. Die Dipabhängigkeit der Ionisation in der Streamerkammer	17
B.3. Entscheiden der Ereignisse	19

Seite

III. Bestimmung des Wirkungsquerschnitts für die Reaktion $\gamma p \to \pi^+\pi^- p$ 22

III.1. Korrektur der Targetkonstanten 22

III.2. Korrektur der Zahl der einlaufenden Photonen 23

2.1. Einfluß der Doppelbremsstrahlung 23

2.2. Der Photonenfluß durch das Target 23

2.3. Intensitätsabhängigkeit der Zählrate des Flußzählers 23

III.3. Die Bestimmung der Zahl der Ereignisse 25

3.1. Korrektur der Verluste durch die Vetozähler 25

3.2. Korrektur der Verluste im Targetzähler 27

III.4. Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $\gamma p \to \pi^+\pi^- p$ 28

IV. Formulierung und Anwendung eines Reggepolmodells für die Reaktion $\gamma p \to \rho^0 p$ 30

IV.1. Die Parametrisierung der t-Kanal--Helizitätsamplituden 33

IV.2. Die Bestimmung der Parameter 37

2.1. Bestimmung der Parameter r 37

2.2. Bestimmung der Parameter g und a 39

IV.3. Die Verteilung der effektiven Masse $m_{\pi\pi}$ 41

IV.4. Wirkungsquerschnitt und Dichtematrixelemente 43

IV.5. Vergleich mit dem Vektor-Dominanz-Modell 45

IV.6. Die Helizitätsamplituden f^t und f^s 47

Seite

V. Zusammenfassung 49

Literaturverzeichnis 52

Verzeichnis der Abbildungen 57

Abbildungen

Danksagung

Lebenslauf

Einleitung

Bei der Untersuchung der Photoproduktion von Hadronen wurde bisher mit Blasenkammern häufig keine ausreichende statistische Genauigkeit erreicht. In der Blasenkammer läßt sich nämlich der im Vergleich zur Hadronenproduktion rund 200mal häufigere Untergrundbeitrag der Elektronenpaarerzeugung nicht beseitigen, da eine Blasenkammer nicht getriggert werden kann. Außerdem konnten viele Reaktionen mit neutralen Teilchen im Endzustand wegen der unbekannten Energie des einfallenden Photons nicht analysiert werden. In den letzten Jahren ist es zwar gelungen, Blasenkammerexperimente mit bekannter Photonenenergie durchzuführen, jedoch ist dabei im allgemeinen eine eindeutige Energiezuordnung zu einem bestimmten Ereignis nicht möglich (Bal 68, ABBH 68) oder die Photonenenergie nur ungenau bestimmbar (>5% (Ba 6

Bei dem hier beschriebenen Experiment wurde eine am Deutschen Elektronensynchrotron (DESY) entwickelte Streamerkammer (Eck 68) verwendet, die in ihrer Konstruktion ganz ähnlich der am Stanford Linear Accelerator (SLAC), Stanford (USA) schon früher verwendeten Streamerkammer (Dav 70) ist. Die Streamerkammer ist als Nachweisgerät für annähernd den gesamten Raumwinkel (4π-Akzeptanz) einsetzbar und hat gegenüber der Blasenkammer den Vorteil, daß sie getriggert werden kann. Bei diesem Experiment wurden durch geeignete Zähleranordnungen die erzeugten Elektronenpaare unterdrückt.

Die Möglichkeit, die Streamerkammer zu triggern, erlaubt es, mit energiemarkierten Photonen zu arbeiten, d.h. es kann zusätzlich zur Auswahl der interessierenden Ereignistypen der Energiebereich der die Ereignisse erzeugenden Photonen festgelegt und ihre Energie gemessen werden. In unserem Fall reicht der Energiebereich von 4.1 bis 6.3 GeV; die Genauigkeit, mit der die Photonenenergie gemessen werden kann, beträgt etwa 1%.

Dieses Experiment wurde am DESY in einer Kollaboration der folgenden Institute durchgeführt: III. Physikalisches

Institut der Technischen Hochschule Aachen; Deutsches Elektronensynchrotron DESY, Hamburg; II. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg; Institut für Hochenergiephysik der Universität Heidelberg; Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, München. Das Experiment diente zur Untersuchung der Photoproduktion von Hadronen am Wasserstoff; dabei standen etwa 80 Ereignisse/μbarn zur Verfügung. In dieser Arbeit wird die Photoproduktion von ρ^0 genauer behandelt. Die bei dem Prozeß

$$\gamma p \to \rho^0 p \to \pi^+\pi^- p \tag{1}$$

auftretenden ρ^0-Mesonen zeigen - insbesondere in der Verteilung der effektiven $(\pi^+\pi^-)$-Masse - Abweichungen gegenüber ρ^0-Mesonen, die in andersartigen Reaktionen, wie zum Beispiel

$$e^+e^- \to \rho^0 \to \pi^+\pi^-$$
$$\text{und} \quad \pi^- p \to \rho^0 n \to \pi^+\pi^- n \tag{2}$$

erzeugt werden. Zur Beschreibung solcher Unterschiede wurde eine Reihe von Modellen entwickelt. Diese Arbeit vergleicht ein auf nur wenigen theoretischen Annahmen beruhendes Reggepolmodell (Sch 71) für die Reaktion (1) mit den Daten des vorliegenden Experiments (Kapitel IV). In den vorausgehenden Kapiteln werden das Experiment und die Gewinnung der Daten beschrieben. Das erste Kapitel gibt eine Beschreibung der experimentellen Anordnung und der Auswertung der Bilder, das zweite behandelt spezielle Auswertungsprobleme, die durch die Verwendung einer Streamerkammer und die Zähleranordnung entstehen. Das dritte Kapitel schließlich beschreibt die Fehlerquellen der experimentellen Anordnung und gibt den Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \to \pi^+\pi^- p$ an.

I. Experimenteller Aufbau und Auswertung

I.1. Beschreibung der Streamerkammer

Die verwendete Streamerkammer (siehe Abb. 1) besteht aus drei zueinander parallelen Elektroden mit einer Fläche von jeweils 100cm x 60cm. Die einzelnen Elektroden haben voneinander einen Abstand von 16 cm; der Raum zwischen den Elektroden ist mit einem Helium-Neon-Gasgemisch (30% He, 70% Ne) unter Atmosphärendruck gefüllt. Die Mittelelektrode und die Außenelektrode auf der Seite der Kameras bestehen aus durchsichtigen Drahtgittern; die andere Außenelektrode (Grundelektrode) besteht aus einer antimagnetischen Edelstahlplatte. Zwischen Grund- und Mittelelektrode befindet sich ein Szintillationszähler (Targetzähler) S in Form eines Hohlzylinders (Wandstärke: 0.31 cm, Durchmesser: 6.02 cm), in dessen Innenraum ein zylinderförmiges Wasserstofftarget angebracht ist.

Die beiden äußeren Elektroden sind miteinander verbunden und bilden die Massenelektrode, während die Mittelelektrode den Hochspannungspuls aus einem Marxgenerator aufnimmt. Dabei entstehen entlang der Bahnen geladener Teilchen durch Lawinenbildung von Ionen und Elektronen im Kammergas selbstleuchtende Ladungswolken (Streamer), die mit drei Kameras fotografiert werden. (Die Lage der Kamerahauptachsen zeigt Abb. 1.) Die Definition des Koordinatensystems geht aus Abb. 1 hervor; der Ursprung (x=0, y=0, z=0) liegt im Mittelpunkt der der Kammer zugewandten Seite der Grundelektrode. In diesem Koordinatensystem ist die Richtung des nahezu homogenen Magnetfeldes $\vec{B}$ ($|\vec{B}|$ = 21.7 kGauß), in dem sich die Kammer befindet, entgegengesetzt der positiven z - Richtung.

I.2. Anordnung der Zähler und Triggerbedingung

Hier werden die wichtigsten Zähler angegeben, die das Prinzip zur Gewinnung eines Ereignistriggers klarmachen. Ausführlich

werden die Zähleranordnung sowie die Wirkung der einzelnen Zähler auf die Triggerraten bei J. Knobloch (Kno 71) beschrieben.

Der bereits erwähnte Targetzähler S (Abb. 1) dient zur Registrierung geladener Teilchen, die sowohl aus Reaktionen im Wasserstofftarget als auch im Zähler selbst stammen können. Vor der Kammer befindet sich als Energiemarkierungssystem das sog. Taggingsystem mit den Taggingzählern T. Es bestimmt die Energie der das Target treffenden Gammaquanten (siehe dazu z.B. (Mey 68)); dabei teilt es den Energiebereich von 4.1 bis 6.3 GeV in 23 Energiekanäle auf. Im Mittel beträgt die Breite der Energieverteilung eines Kanals 50 MeV (halbe Breite bei halber Höhe der Verteilung).

Hinter der Kammer stehen zwei Vetozähler (Paarvetozähler) V in der "elektromagnetischen Ebene", d.h. in einem Bereich, in dem sich Teilchen bewegen, die unter einem Winkel von kleiner als 2° zum einfallenden γ-Strahl erzeugt werden. Diese Anordnung dient zur Unterdrückung der eingangs schon erwähnten elektromagnetischen Komponente der Photoproduktion, die rund 200mal größer ist als die hadronische. Die beiden Paarvetozähler V werden mit einer logischen "oder"-Schaltung betrieben und im folgenden als ein Zähler betrachtet.

Hinter den Vetozählern V befindet sich der Flußzähler (Schauerzähler) F, der alle durchgehenden Gammaquanten registriert. Hat ein Ereignis im Target stattgefunden, darf dieser Zähler kein Signal anzeigen.

Zu diesen vier beschriebenen Zählern kommen noch weitere, die zur Strahlreinigung und -kollimierung dienen. Außerdem gibt es Vetozähler, die unerwünschte Prozesse im Konversionstarget des Taggingsystems unterdücken. Alle diese in Abb. 1 nicht dargestellten Vetozähler fassen wir unter der Bezeichnung Z zusammen.

Als Triggerbedingung für ein Ereignis erhält man dann (ein Querstrich bedeutet das Nichtansprechen des betreffenden Zählers):

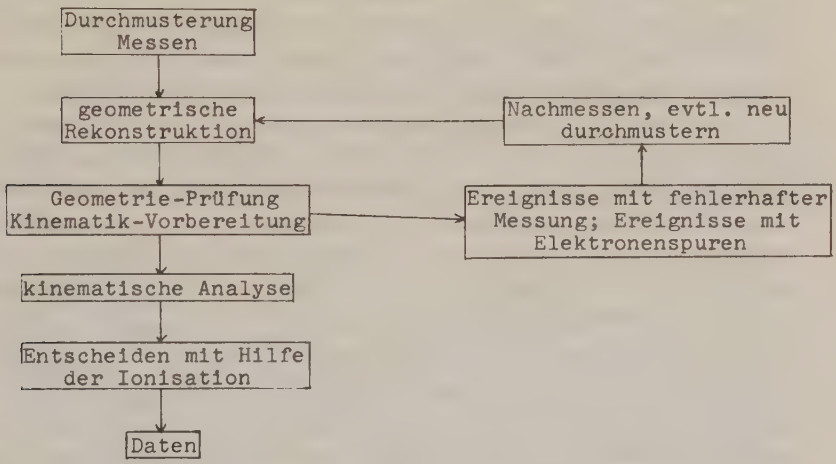
(1.1) $$T \cdot S \cdot \overline{V} \cdot \overline{F} \cdot \overline{Z}$$

I.3. Die Auswertung der Bilder

3.1. Übersicht

Im Energiegebiet von 4.1 bis 6.3 GeV standen insgesamt 190 000 Bilder zur Verfügung. Die Erarbeitung der Daten erfolgte im wesentlichen wie bei Blasenkammerfilmen. Wegen der spezifischen Eigenschaften der Streamerkammer waren einige Modifikationen notwendig, auf die hier und im Abschnitt II genauer eingegangen wird.

Das folgende Schema zeigt den Gang der Auswertung:



Bei den Bildern dieser Streamerkammer ist der Reaktionsort (Vertex) der Ereignisse unsichtbar, da die Ereignisse innerhalb der äußeren Grenzen des Targetzählers entstehen, wogegen die Teilchenbahnen erst im Helium-Neon-Gas sichtbar gemacht werden können. Abb. 2 zeigt die Photographie eines 3-Spur-Ereignisses in der Streamerkammer.

3.2. Durchmusterung der Filme

Bei den verwendeten Filmen findet man durchschnittlich in 5.4 Bildern ein hadronisches Ereignis. Die übrigen Bilder sind entweder leer oder zeigen elektromagnetische Prozesse (hauptsächlich Elektronenpaare) und lassen sich im wesentlichen auf falsche Trigger wegen zufälliger Koinzidenzen zwischen Taggingzähler T und Targetzähler S zurückführen. Außerdem ist die Ansprechwahrscheinlichkeit der Vetozähler V nicht 100%. Beträgt sie z.B. 99.5%, so ist im Mittel auf ein hadronisches Ereignis ein Elektronenpaar zu erwarten.

Nur 31% der hadronischen Ereignisse haben im Wasserstofftarget stattgefunden; die übrigen stammen aus dem Targetzähler S. Target oder Targetzähler S können Teilchen absorbieren, wodurch die sichtbare Gesamtladung Q des Endzustands eines Ereignisses kleiner oder größer wird. Ereignisse im Target entstehen an den Protonen des flüssigen Wasserstoffs; hier ist Q=1. Bei kleinen Impulsen (siehe (2.2)) können Teilchen im Targetzähler S steckenbleiben, sodaß bei Ereignissen am flüssigen Wasserstoff auch Q=0 oder Q=2 sein kann. Im Targetzähler S reagieren Photonen hauptsächlich mit den dort vorhandenen Kohlenstoffkernen, die dabei häufig zertrümmert werden, sodaß hier $Q > 1$ ist. Zur Untersuchung der Photoproduktion an Protonen des Targets ließ sich der notwendige Meßaufwand bedeutend reduzieren, indem nur Ereignisse mit Q=0 oder 1 gemessen wurden: Eine Untersuchung von ca. 10% der Bilder dieses Experiments, bei der alle Ereignisse gemessen wurden, ergab, daß durch die Bedingung Q=0 oder 1 die Gesamtzahl der zu messenden Ereignisse um 35% verkleinert wird, während dabei die Zahl der Ereignisse aus dem Target nur um 3% verringert wird.
Schwierigkeiten bereitet die Trennung von Elektronenpaaren und hadronischen Ereignissen, bei denen ein positives Teilchen absorbiert wurde. Elektronenpaare werden unter sehr kleinen Winkeln erzeugt ($< 1^{\circ}$); sie bewegen sich daher nahezu in einer Ebene, die senkrecht zum Magnetfeld und zu den Kamerahauptachsen ist. Lassen sich ihre Ereignisspuren bei allen 3 Kameraansichten zur Deckung bringen, so wird das Ereignis als Elektronenpaar ausgesondert. Ist diese Überlagerung nicht vollständig möglich, so wird das Ereignis beibehalten.

Elektronenspuren, die zusammen mit hadronischen Ereignissen auftreten, lassen sich auf die gleiche Weise finden; sie werden

jedoch nur dann als nicht zum Ereignis gehörig betrachtet, wenn sie mit den übrigen Ereignisspuren offensichtlich keinen gemeinsamen Vertex bilden. Andere Elektronenspuren werden mitgemessen und erst im Geometrieprüfungsprogramm GEODEC (siehe I.3.3.) ausgesondert.

Durch zweimaliges Durchsehen der Filme und mit einer dritten Durchsicht zur Korrektur etwaiger Unstimmigkeiten läßt sich eine Auffindewahrscheinlichkeit für die Ereignisse berechnen. Sie hängt nur wenig vom Ereignistyp ab und beträgt im Mittel 98.8%.

3.3. Messung und geometrische Rekonstruktion der Ereignisse

Die Messung der Ereignisse erfolgte auf digitalisierten Meßprojektoren. Die Meßgenauigkeit beträgt umgerechnet auf den Film im Mittel etwa 7μ ; das Bild auf dem Film gibt den inneren Bereich der Streamerkammer in ungefähr 40-facher Verkleinerung wieder.

Die Meßdaten wurden über ein On-Line-System auf Magnetband geschrieben, von wo aus sie mit dem Geometrieprogramm THRESH (CER 69) weiterverarbeitet wurden. Dazu wurde THRESH den Erfordernissen der Streamerkammer angepaßt. Zur Prüfung der Ergebnisse aus THRESH sowie zur Vorbereitung der kinematischen Analyse wurde das Programm GEODEC (Dit 70) geschrieben, das die gerechneten Ereignisse in folgende zwei Kategorien einteilt:

1) Die erste Kategorie bilden nachzumessende Ereignisse, die GEODEC bei der Überprüfung der von THRESH berechneten Fehler von Impuls, Winkel und Vertexkoordinaten aussondert. GEODEC prüft auch jedes Ereignis auf eventuell vorhandene Elektronenspuren, indem es folgende durch die Ausmessung von Elektronenpaaren bekannten Spurwinkelkriterien am berechneten Vertex anwendet: Dipwinkel (= Winkel am Vertex zwischen der Spur und der x-y-Ebene) $\lambda = -5 \pm 12$ mrad, Azimutwinkel (= Winkel am Vertex zwischen der in die x-y-Ebene projizierten Spur und der positiven x-Richtung) $\varphi = -7 \pm 60$ mrad. Solche Ereignisse wer-

den ohne Elektronenspuren nachgemessen. Da der Vertex eines hadronischen Ereignisses im allgemeinen nicht mit dem der Elektronenspuren übereinstimmt, THRESH jedoch aus allen gemessenen Spuren einen gemeinsamen Vertex berechnet hat, findet GEODEC nicht alle derartigen Elektronenspuren. Deshalb wurden Ereignisse mit großen Fehlern der Vertexkoordinaten erneut am Projektionstisch betrachtet, um eventuell noch enthaltene Elektronenspuren zu finden und dann das Ereignis ohne Elektronenspuren nachzumessen.

Nach insgesamt drei Nachmessungen blieben 6.3% der Ereignisse übrig, die als unmeßbar erklärt wurden. Eine spezielle Durchsicht dieser Ereignisse ergab, daß man dabei 5% der interessierenden Ereignisse aus dem Wasserstofftarget verliert.

2) Ereignisse, die die unter 1) genannten GEODEC-Tests bestanden haben, bilden die zweite Kategorie. Aus ihnen lassen sich diejenigen mit der gewünschten Topologie und Vertexposition (z.B. 3-Spur-Ereignisse, Vertex im Wasserstoff) für die Kinematikrechnungen auswählen.

Tabelle 1 zeigt die Ereignisstatistik nach Überprüfung der Geometrie durch GEODEC von 21 485 gemessenen Ereignissen:

gemessen	100.0 %
Ereignisse mit Zerfällen im sichtbaren Bereich	5.0 %
Ereignisse mit Vertex im Wasserstofftarget	43.6 %
Ereignisse mit Vertex im Targetzähler	45.1 %
unmeßbare Ereignisse	6.3 %

Tabelle 1: GEODEC-Statistik

3.4. Kinematische Rekonstruktion der Ereignisse

Mit dem Kinematikprogramm GRIND (CER 68) werden die Ereignisse ohne sichtbaren Zerfall mit Vertex im Target auf folgende Reaktionen geprüft (m=1,2,3):

(1.2)
$$\begin{aligned} \gamma p &\rightarrow p\ m\cdot(\pi^+\pi^-) \\ &\rightarrow p\ m\cdot(\pi^+\pi^-)\,\pi^0 \\ &\rightarrow \pi^+\ m\cdot(\pi^+\pi^-)\,n \end{aligned}$$

Eine Prüfung der Ereignisse auf eventuell vorhandene $K^{\pm}$-Mesonen wurde nicht durchgeführt, da ihr Beitrag kleiner als 3% ist (siehe z.B. (Mof 70)).

Die Photonenenergie ist bekannt durch den bei der Messung des Ereignisses notierten Energiekanal. Die einzelnen Energiekanäle wurden durch Messung von Elektron-Positron-Paaren geeicht (Mai 70), sodaß Mittelwert und Fehler der Energie für jeden Kanal bekannt sind.

GRIND akzeptiert Ereignishypothesen aus (1.2), wenn die χ^2-Wahrscheinlichkeit p_{χ^2} größer als 1% ist und sich zusätzlich das Quadrat der berechneten fehlenden Masse um weniger als 3 Standardabweichungen vom Sollwert unterscheidet. Bei Ereignissen mit gerader Spurenzahl (Q=0, ein positives Teilchen wurde im Target absorbiert) kann nur die erste der 3 Hypothesen (1.2) getestet werden, da nur hier genügend Zwangsbedingungen für die Berechnung der ungemessenen Teilchenimpulse zur Verfügung stehen.

Wegen der Meßfehler der Spurparameter kann im allgemeinen GRIND einem Ereignis mehrere Hypothesen zuordnen. Tabelle 2 zeigt das Ergebnis der GRIND-Berechnungen für 1 310 Ereignisse im Wasserstofftarget.

insgesamt	1310		100%	
Ereignisse mit einer Hypothese $p_{\chi^2}>0.01$	332	694	25%	53%
Ereignisse mit mehreren Hypothesen $p_{\chi^2}>0.01$	362		28%	
Ereignisse mit keiner akzeptierten Hypothese (1.2) ("Nofits")	616		47%	

Tabelle 2: GRIND-Statistik

II. Spezielle Auswertungsprobleme

Bei der Auswertung der Filme dieser Streamerkammer mußte folgenden Umständen besondere Aufmerksamkeit geschenkt werden:

A) Die Spuren eines Ereignisses im Wasserstofftarget werden erst nach Austritt aus dem Targetzähler in einem Abstand von 1.5 bis 6.0 cm vom Vertex sichtbar; das Verfahren zur Vertexrekonstruktion muß deshalb überprüft werden.

B) Die Ionisation in einer Streamerkammer mit Gasfüllung unterscheidet sich wesentlich von der bekannten Ionisation in der Blasenkammer; für die Entscheidung der Ereignisse ist die Bestimmung einer brauchbaren Ionisationsformel wichtig.

II.A. Untersuchung der Vertexrekonstruktion

Bei der Vertexrekonstruktion in THRESH werden die Spuren soweit nach hinten (d.h. entgegengesetzt zur Flugrichtung der Teilchen) verlängert, bis die Summe der gegenseitigen Abstände der im allgemeinen windschief aneinander vorbeilaufenden Schraubenlinien möglichst klein wird. Die Punkte auf den Schraubenlinien jeder Spur, für die die Abstandssumme minimal ist, nennt man Vertexpunkte der Spuren. Aus ihnen ergibt sich der eigentliche Vertex des Ereignisses durch (mit den Spurfehlern)gewichtete Mittelwertbildung.

In diesem Abschnitt wird geprüft, ob dieses in der Blasenkammer verwendete Vertexrekonstruktionsverfahren auch für Ereignisse unserer Streamerkammer verwendbar ist. Unterschiede zur Blasenkammer ergeben sich für Streamerkammerereignisse dadurch, daß die Teilchen bedingt durch den Targetaufbau erst nach einem Flugweg von 1.5 bis 6.0 cm (je nach Vertexposition und Spurparameter) das Kammergas erreichen, wo ihre Bahnen sichtbar werden. Außerdem durchfliegen die Teilchen auf dem Weg dorthin bremsende und streuende Materie von Target und Targetzähler S. Dazu erläutern wir zunächst den Targetaufbau und behandeln den Einfluß von Energieverlust und Vielfachstreuung auf durch Materie fliegende geladene Teilchen, bevor wir die Vertexrekonstruktion überprüfen.

A.1. Der Aufbau des Targets

Abb. 3 zeigt den Aufbau des Targets und des Targetzählers S. Das Target besteht aus einem mit flüssigem Wasserstoff gefüllten zylinderförmigen Behälter von 2.5 cm Durchmesser und 3.8 cm Länge. Die Richtung der Zylinderachse ist parallel zur x - Richtung (Abb. 3a). Der Strahl ist auf die Mitte des Targets fokussiert. Der Behälter besteht ebenso wie die Zu- und Ableitungsröhrchen für den Wasserstoff (Abb.3b) aus einer ca. 0.01 cm dicken Kaptonfolie.

Den Targetzylinder umgibt ein zylinderförmiger evakuierter Plexiglas-Szintillator, der zur Lichtabdichtung mit schwarzer Folie überzogen ist und als Targetzähler (S) dient. Zusammen mit der Folie hat der Szintillator eine Wandstärke von 0.31 cm; der Außendurchmesser beträgt 6.02 cm. Die Zylinderachsen von Target und Szintillator stehen senkrecht aufeinander; der Szintillator steht zwischen Grundelektrode (Edelstahlplatte) und Mittelelektrode und hat somit eine Länge von 16 cm (Abb.3b).

A.2. Energieverlust und Vielfachstreuung im Target

Der Energieverlust eines geladenen Teilchens entsteht im wesentlichen durch die elektromagnetische Wechselwirkung mit den Elektronen der durchflogenen Materie, die zu einer Ionisation von Atomen entlang der Flugbahn führt. Eine Formel für den Energieverlust wurde zuerst von Bethe (Bet 30) und Bloch (Blo 33) angegeben. Danach läßt sich für ein einfach geladenes nichtrelativistisches Teilchen der Energieverlust -dE bzw. der Impulsverlust -dP auf der zurückgelegten Weglänge dx folgendermaßen beschreiben:

(2.1) $$-\frac{dE}{dx} = C \cdot \frac{1}{\beta^2}\,; \qquad -\frac{dP}{dx} = C \cdot \frac{1}{\beta^3}\,;$$

β ist die Teilchengeschwindigkeit in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit. Der Faktor C ist vom durchflogenen Medium abhängig und variiert schwach mit β. Im folgenden bleibt die

β-Abhängigkeit von C unberücksichtigt.

Wir berechneten die Reichweite R als Funktion des Teilchenimpulses P für verschiedene Medien, die in unserer Streamerkammer verwendet werden. Dabei benutzten wir Werte nach P. Trower (Tro 66) für $\frac{dP}{dx}$, die mit Hilfe der Bethe-Bloch-Formel (Bet 30, Blo 33) berechnet sind. Abb. 4 zeigt für Pionen (π) und Protonen (p) die Reichweite R (cm) als Funktion des Teilchenimpulses P (MeV/c) für drei Medien: Flüssiger Wasserstoff (H), Helium-Neon-Gasgemisch (He, Ne), Szintillatormaterial (Sz = $C_{1.0}H_{1.3}O_{0.1}$

Zur Durchquerung von Target und Targetzähler S ist wegen der dort auftretenden Energieverluste ein gewisser Mindestimpuls der Teilchen erforderlich. Je nach Entstehungsort im Target (0 bis 4 cm Flugweg im flüssigen Wasserstoff, 0.31 cm Flugweg im Szintillator) erhält man mit Hilfe von Abb. 4:

(2.2) Mindestimpuls

Protonen: 180 bis 240 MeV/c

Pionen: 45 bis 62 MeV/c

Durchdringt ein geladenes Teilchen Materie, so wird es nicht nur abgebremst, sondern zusätzlich in den Coulombfeldern der Atome gestreut. Diese sog. Vielfachstreuung läßt sich näherungsweise durch folgende Formel beschreiben (Ros 41):

(2.3) $$\langle\Theta^2\rangle = \left(\frac{21.2}{P\cdot\beta}\right)^2 \cdot \frac{l}{L_o}$$

Dabei ist Θ^2 das Quadrat des Vielfachstreuwinkels (Radian), P(MeV/c) der Teilchenimpuls, L_o die Strahlungslänge des Materials und l die im Medium zurückgelegte Wegstrecke.

A.3. Untersuchung des Einflusses von Energieverlust und Vielfachstreuung auf die Vertexrekonstruktion

Für die Vertexrekonstruktion in der Streamerkammer müssen - bei exaktem Vorgehen - die Energieverluste der Teilchen in den durchquerten Targetsubstanzen und der Einfluß der Vielfachstreuung berücksichtigt werden. Da das Target eine relativ komplizierte Gestalt besitzt, benutzten wir für die Untersu-

chung der Vertexrekonstruktion das im folgenden beschriebene vereinfachte Verfahren.

Wir erzeugten für folgende Reaktion mit dem Monte-Carlo-Programm FOWL (Jam 70) Ereignisse nach Phasenraum:

$$\gamma p \longrightarrow p \pi^+ \pi^-$$

Von einem angenommenen Vertex (x=0, y=0, z=0) aus verfolgten wir die Spuren der erzeugten Ereignisse in Schritten Sl=0.5 cm bis zu einem Bogenabstand von 5 cm (insgesamt 10 Schritte) vom Vertex. Dabei wird ein kontinuierliches bremsendes und streuendes Medium angenommen. Für diese Rechnungen wurden die im folgenden angegebenen Formeln verwendet:

$$\begin{aligned} x' &= x - \rho\cdot\cos\varepsilon + \rho\cdot\cos\varepsilon' \\ y' &= y - \rho\cdot\sin\varepsilon + \rho\cdot\sin\varepsilon' \\ z' &= z + Sl\cdot\sin\lambda\cdot Sim \end{aligned} \qquad (2.4)$$

(2.4) berechnet von einem Spurpunkt $\vec{X}(x,y,z)$ ausgehend im Bogenabstand Sl einen neuen Spurpunkt $\vec{X}'(x',y',z')$, wenn man folgende Beziehungen verwendet:

$$\rho = \frac{P\cdot|\cos\lambda|}{0.2998\cdot B} \quad ; \quad \varepsilon' = \varepsilon - Sl\cdot\frac{|\cos\lambda|}{\rho}\cdot Sim\cdot Sig \qquad (2.5)$$

ρ(cm) ist der Radius der Spurschraubenlinie in einem homogenen Magnetfeld B(kGauß) für ein Teilchen mit dem Impuls P(MeV/c) und einem Dipwinkel λ. $\varepsilon(\varepsilon')$ ist der Winkel am Spurpunkt $\vec{X}(\vec{X}')$ zwischen der Spurnormalen in der x-y-Ebene und der positiven x-Richtung. Sim = 1(-1) für das Durchlaufen der Spur in (entgegen) der Flugrichtung des Teilchens. Sig = 1(-1) für positiv (negativ) geladene Teilchen.

Wegen Energieverlust und Vielfachstreuung auf dem zurückgelegten Wegstück Sl werden Impuls und Winkel im Punkt $\vec{X}'$ folgendermaßen modifiziert:

$$P' = P - \frac{C}{\beta^3}\cdot Sl\cdot Sim \qquad \text{(nach Gl. (2.1))}$$

$$\begin{aligned} \lambda' &= \lambda + \sqrt{\frac{\langle\theta^2\rangle}{2}}\cdot XZ \\ \varepsilon'' &= \varepsilon + \sqrt{\frac{\langle\theta^2\rangle}{2}}\cdot\frac{1}{|\cos\lambda|}\cdot YZ \end{aligned} \qquad (2.6)$$

$\langle\theta^2\rangle$ stammt aus (2.3); XZ(YZ) ist eine um Null gaußverteilte Zufallszahl mit der Halbwertsbreite 1. Die Werte x',y',z', P', λ', ε'' werden als Ausgangswerte für die Berechnung des nächsten Punktes verwendet. Für die bei den Rechnungen verwendeten Konstanten setzten wir die Werte:

(2.7) Sl = 0.5 cm, B = 22 kGauß, C = 0.5 MeV/c/cm, L_o = 50 cm

Die Werte für C und L_o liegen zwischen denen der Targetmaterialien:

$$C_H \approx 0.2,\ C_{SZ} \approx 1.0 \text{ (MeV/c/cm)}$$
(2.7a)
$$L_{oH} \approx 800,\ L_{oSZ} \approx 38 \text{ (cm)}$$

Damit läßt sich zeigen, daß in unserer Modellrechnung (Sl=ℓ=5cm, C und L_o nach (2.7)) Energieverlust und Vielfachstreuung etwa dreimal größer sind als in unserer Streamerkammer (Sl_H=ℓ_H=2cm, Sl_{SZ}=ℓ_{SZ}=0.3 cm, C und L_o nach (2.7a)).

Die berechneten Spurpunkte mit einem Bogenabstand von 5 cm vom Ausgangsvertex werden als Ausgangspunkte für die Vertexrekonstruktion verwendet. Die Rekonstruktion wurde für 3 Fälle untersucht:

Fall 1: Vertexrekonstruktion ohne Berücksichtigung von EV (=Energieverlust) und VS (=Vielfachstreuung)

Fall 2: Vertexrekonstruktion mit EV, ohne VS

Fall 3: Vertexrekonstruktion mit EV, mit VS

Das Rekonstruktionsverfahren verwendet ebenfalls die Gleichungen (2.4), (2.5), (2.6) und (2.7). Durch schrittweises Zurückverfolgen (Sl = 0.5 cm) der Spuren werden Vertexpunkte gefunden und daraus ein neuer Vertex berechnet. Das Verfahren wird bei (Kro 71) beschrieben.

Als Resultate der Berechnungen geben wir folgende zwei Mittelwerte (Breite bei der halben Höhe der Verteilung) an:

(I) Mittlerer Abstand des neu berechneten Vertex vom angenommenen Ausgangsvertex (x=0,y=0,z=0).

(II) Mittlerer Abstand der Vertexpunkte der Spuren vom neu berechneten Vertex.

Tabelle 3 gibt die Werte für (I) und (II) in mm für die Fälle 1 bis 3 an.

	Fall 1	Fall 2	Fall 3	Zahl der Ereignisse
(I)	0.59	0.58	0.84	594
(II)	0.50	0.49	0.73	594

Tabelle 3: Resultate der Vertexrekonstruktion

Die Ergebnisse zeigen, daß

(a) praktisch kein Unterschied besteht, ob man den Energieverlust berücksichtigt oder nicht (Fälle 1 und 2 in Tabelle 3).

(b) die Berücksichtigung der Vielfachstreuung durch die Gleichungen (2.6) die Vertexrekonstruktion nicht verbessert (Fall 3).

Auf Grund dieser Resultate wurden bei der Vertexrekonstruktion der Streamerkammerereignisse Energieverlust und Vielfachstreuung nicht berücksichtigt, d.h. es wurde das in THRESH benutzte Vertexrekonstruktionsverfahren verwendet. Abb. 5 zeigt die Verteilung so ermittelter Vertices in der x-y-Ebene, wobei sich deutlich die Bereiche des Wasserstofftargets und des Targetzählers erkennen lassen. Die Genauigkeit, mit der sich für Abb. 5 die Begrenzungen von Target und Targetzähler reproduzieren lassen, beträgt etwa 1mm (in der x-y-Ebene). THRESH gibt als mittlere Vertexfehler (Breite bei der halben Höhe der Verteilung) für die in Abb. 5 dargestellten Vertices folgende

Werte an: Δx = 0.1 mm, Δy = 0.2 mm, Δz = 1.0 mm, d.h. der mittlere THRESH-Fehler für den gerechneten Vertex beträgt in der x-y-Ebene etwa 0.25 mm. Das bedeutet, daß THRESH wegen der Nichtberücksichtigung der Vielfachstreuung in der Fehlerrechnung zu kleine Fehlerwerte liefert. In GEODEC werden jedoch bei der Vorbereitung für die GRIND-Rechnungen die Beiträge der Vielfachstreuung zu den Spurwinkelfehlern sowie des Energieverlusts zum Spurimpuls berücksichtigt.

II.B. Die Ionisation in der Streamerkammer

In diesem Abschnitt wird die Abhängigkeit der Ionisation in der Streamerkammer vom Dipwinkel untersucht. Dazu wird zunächst die Entstehung von Streamern geschildert und dann empirisch eine Formel für die Streamerkammerionisation bestimmt, die zur Entscheidung unserer Ereignisse verwendet wurde.

B.1. Die Entstehung von Streamern

Beim Durchgang eines geladenen Teilchens durch das Helium-Neon-Gas der Kammer werden entlang der Flugbahn Paare von Ionen und Elektronen erzeugt (sog. Primärionisation), die beim Anlegen eines elektrischen Feldes in entgegengesetzte Richtungen beschleunigt werden. Wird die Kammer getriggert, so erzeugt der Hochspannungspuls aus dem Marxgenerator in der Kammer eine elektrische Feldstärke von etwa 30 kV/cm. Anstiegs- und Abklingzeiten der Hochspannung betragen ungefähr 4 nsec; das Spannungsplateau besteht 7 nsec. In dieser Zeit bilden sich Streamer auf folgende Weise:

1) Im Kammergas verlieren die Ionen zum großen Teil ihre im Feld aufgenommene kinetische Energie durch elastische oder Anregungsstöße, während die Elektronen in der Lage sind, weitere Atome zu ionisieren. Daher bildet sich zur Anode hin eine Elektronenlawine aus, die stärker ausgeprägt ist als die Ionenlawine.

2) Nach etwa 4 nsec ist die Zahl der Ladungen in den Lawinen so stark angewachsen, daß sich zwischen den Ladungsfronten ein nahezu feldfreier Raum gebildet hat. Hier befinden sich angeregte Atome sowie Ionen und freie Elektronen, die nun rekombinieren können und dabei Photonen freisetzen, die durch Photoionisation zu neuer Lawinenbildung Anlaß geben. Dies führt zu einer drastischen Zunahme von Ionen und Elektronen ("Streamerdurchbruch") und damit auch von angeregten Atomen. Es dauert etwa weitere 3 nsec, bis durch angeregte Atome, die in ihren Grundzustand zurückkehren, ausreichend Photonen emittiert werden, um eine photographische Registrierung zu ermöglichen. Der Beitrag von Photonen, die aus der Rekombination von Ionen und Elektronen stammen, ist klein (Bul 67, Schm 69).

B.2. Die Dipabhängigkeit der Ionisation in der Streamerkammer

Im Gegensatz zur kugelförmigen Gestalt der Bläschen in der Blasenkammer weisen Streamer eine stäbchenförmige Gestalt in Richtung des elektrischen Feldes auf. Hat eine Spur einen größeren Dipwinkel ($|\lambda| > 30^\circ$, zur Definition des Dipwinkels siehe I.3.3.), so beeinflussen sich benachbarte Streamer gegenseitig, weil der negative Kopf des einen Streamers das positive Ende des anderen "sieht". Die Raumladungen mit verschiedenen Vorzeichen ziehen sich an und vergrößern damit zusätzlich ihre Ausdehnung. (In extremen Fällen ($|\lambda| \gtrsim 70^\circ$) liegen negative Köpfe und positive Enden praktisch aneinander. Durch ihre gegenseitige Anziehung entsteht ein Plasmaschlauch, der ein großes Potentialgefälle kurzschließt, sodaß anstelle einer Spur ein Funkendurchschlag entsteht.) Dies führt neben der rein geometrischen Vergrößerung der Ionisation durch die Projektion der Spur in die x-y-Ebene zu einer zusätzlichen echten Vergrößerung. Durch den folgenden Ansatz versuchten wir, die Dipabhängigkeit der Ionisation I in der Streamerkammer zu beschreiben:

(2.8) $$I = \frac{\alpha}{\beta^2 \cdot (\cos\lambda)^n}$$ (Streamer/Längeneinheit)

Dabei ist β die Teilchengeschwindigkeit in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit; a ist ein Proportionalitätsfaktor. In der Blasenkammer tritt nur eine Vergrößerung der Ionisation durch die Projektion der Spur in die x-y-Ebene auf; daher ist hier n=1. GRIND berechnet damit nach (2.8) die Blasenkammerionisation, indem zusätzlich a=1 gesetzt wird. Das bedeutet, daß man dabei nur die relative Ionisation der Spuren untereinander betrachtet.

Zur Bestimmung von n und a für die Streamerkammer wurde folgender Weg beschritten: Aus Ereignissen, für die GRIND eindeutige Massenzuordnungen für die einzelnen Spuren geliefert hatte (4C-Fits), wählten wir solche Spuren aus, die eine größere Ionisation haben als minimal ionisierende Spuren desselben Ereignisses (π^--Mesonen mit Impulsen P > 300 MeV/c). Wir schätzten die Ionisation dieser Spuren auf dem Bild im Vergleich zu den minimal ionisierenden Spuren. Als Anhaltspunkt diente dabei, daß Minimumspuren nach Definition die Ionisation 1 und nichtverbreiterte Spuren ohne Lücken einen Ionisationswert von etwa 8 haben. Der letztere Wert wurde abgeschätzt aus der gemessenen Streamerdichte von Minimumspuren und dem bei den gleichen Spuren bestimmten mittleren Streamerdurchmesser. Die geschätzten Werte I_S der Streamerkammerionisation verglichen wir mit den Werten I_G, die GRIND für die gleichen Spuren als Blasenkammerionisation liefert. Mit (2.8) gilt dann:

$$\frac{I_G}{I_S} = \frac{(\cos\lambda)^{n-1}}{a}; \qquad (2.9)$$

Da die Mittelelektrode der Kammer aus einem engmaschigen Drahtnetz besteht, absorbiert sie einen Teil des hinter ihr entstandenen Lichts. Demnach muß man unterscheiden, ob die betrachtete Spur zum größeren Teil vor der Mittelelektrode liegt ($\lambda \gtrsim 6^\circ$) oder sich zum größeren Teil oder ganz hinter der Mittelelektrode befindet (das Wasserstofftarget liegt von den Kameras aus gesehen hinter der Mittelelektrode (Abb. 1)). Dies wurde berücksichtigt, indem wir die Konstante a durch zwei freie

Parameter a_1 und a_2 folgendermaßen ersetzten:

(2.10) $$a = a_1 \cdot a_2^{b(\lambda)}; \quad \text{mit } b(\lambda) = \begin{cases} 0 & \text{für } \lambda < 6^\circ \\ 1 & \text{für } \lambda \geq 6^\circ \end{cases}$$

Allen Schätzwerten I_S gaben wir unabhängig von der Länge der zugehörigen Spur einen prozentualen Fehler von 50%; d.h. $\Delta I_S / I_S = 0.5$. Damit ergibt sich bei der folgenden logarithmischen Anpassung für alle Spuren das gleiche Gewicht ($= I_S/\Delta I_S$):

(2.11) $$\chi^2 = \frac{1}{\left(\frac{\Delta I_S}{I_S}\right)^2} \cdot \sum_{i=1}^{N} \left[\log\left(\frac{I_G}{I_S}\right)_i - \log \frac{(\cos\lambda_i)^{n-1}}{a_1 \cdot a_2^{b(\lambda_i)}} \right]^2$$

N ist die Zahl der Spuren. Durch Minimalisierung von χ^2 erhielten wir:

(2.12)
$$\begin{aligned} n &= 3.32 \pm 0.14 \\ a_1 &= 0.49 \pm 0.03 \\ a_2 &= 1.47 \pm 0.10 \end{aligned}$$

Abb. 6 zeigt die benutzten Werte I_G/I_S in Abhängigkeit vom Dipwinkel λ. Die Funktion (2.9, 2.10) ist für die angepaßten Werte (2.12) eingetragen. Die Sprungstelle der Funktion bei $\lambda \approx 6^\circ$ zeigt den Übergang zwischen den Bereichen an, in denen die Spuren mehrheitlich oberhalb ($\lambda \gtrsim 6^\circ$) bzw. unterhalb der Mittelelektrode liegen. Die Anpassung lieferte für 88 Spuren und dem angenommenen prozentualen Fehler von 50% für I_S ein χ^2 von 68 (bei 85 Freiheitsgraden). Aus dem Wert für a_2 ergibt sich eine Lichtabsorption durch die Mittelelektrode von (32±5)%.

B.3. Entscheiden der Ereignisse

Gleichung (2.8) wurde in der mit (2.10) modifizierten Form

(2.13) $$I = \frac{1.47^{b(\lambda)}}{\beta^2 \cdot (\cos\lambda)^3}; \qquad \beta^2 = \frac{P^2}{P^2 + M^2};$$

(P = Teilchenimpuls in GeV/c, M = Teilchenmasse in GeV/c^2; der Proportionalitätsfaktor a_1 wurde 1 gesetzt, da nur die relative Ionisation der Spuren untereinander betrachtet wird) zur Berechnung der Ionisation herangezogen. Durch Vergleich der

Ionisation auf dem Bild mit den berechneten Proton- und Pionionisationswerten wurde für jede Spur versucht festzustellen, ob sie von einem Proton oder Pion herrührt. Es erwies sich als günstig, bei diesem Entscheidungsvorgang bei der Einschätzung der Ionisation einer Spur mit der Ionisation der übrigen Spuren des Ereignisses zu vergleichen. Entschieden wurden nur positive Spuren; bei negativen Spuren wurde angenommen, daß es sich um Pionen handelt.

Bei diesem Verfahren, Aussagen über die Spurionisation zu gewinnen, sind folgende grundsätzliche Einschränkungen zu beachten:

1) Als untere Grenze für die Unterscheidungsmöglichkeit nahmen wir für das Verhältnis von Proton- zu Pionionisation einer Spur 1.5 an. Man erhält damit nach (2.13) als obere Entscheidungsgrenze einen Impuls von 1.3 GeV/c.

2) Die Ionisation von verbreiterten Spuren ohne Lücken ($I_S > 10$) läßt sich nur ungenau schätzen. Sind insbesondere die berechnete Proton- und Pionionisation im Bereich $I_S > 10$, so werden solche Spuren mit Hilfe der Ionisation nicht entschieden. Mit (2.13) ergibt sich damit als untere Grenze für die Entscheidung auf Grund der Ionisation ein Impuls von etwa 30 MeV/c. Wegen des Mindestimpulses für Protonen (siehe (2.2)) wurden alle Spuren, deren Impuls kleiner als 150 MeV/c ist, als Pionen entschieden.

3) Gelegentlich verdecken Flares Teile des Bildes. Laufen Spuren durch solche Gebiete und ist ihre Ionisation nicht richtig erkennbar, so werden diese Spuren nicht entschieden.

Die Resultate der Spurentscheidung sind in den Abb. 7a - 7d zu sehen. Abb. 7a zeigt die Impulsverteilung aller zur Entscheidung herangezogenen Spuren; die übrigen Abbildungen geben für jedes Impulsintervall den prozentualen Anteil der Spuren an, die als Proton (Abb. 7b), als Pion (Abb. 7c) oder als nicht entscheidbar (Abb 7d) entschieden wurden. Die schraffierten Flächen in Abb. 7a und Abb. 7c geben den Anteil der Spuren an, die auf Grund des Impulses als Pionen entschieden wurden.

Aus Abb. 7d läßt sich ablesen, daß etwa bis zu einem Impuls von 900 MeV/c mindestens 50% der Streamerkammerspuren entscheidbar sind.

Die Ionisationsentscheidung dient dazu, falsche GRIND-Hypothesen zu entfernen. Alle von GRIND akzeptierten Hypothesen, die mit der Ionisationsentscheidung verträglich sind, werden als möglicherweise richtig beibehalten.

Bei 13% von 694 Ereignissen war die Ionisation eindeutig zu entscheiden. Bei den übrigen Ereignissen war wenigstens eine Spur nicht entscheidbar. Von 44 eindeutigen 4C-Fits zeigten 43 Übereinstimmung mit der Ionisation. Bei 362 kinematisch mehrdeutigen Ereignissen konnten 50% eindeutig entschieden werden, während 16% der 332 eindeutigen auf Grund der Ionisation verworfen wurden.

III. Bestimmung des Wirkungsquerschnitts für die Reaktion $\gamma p \to \pi^+\pi^- p$

In diesem Abschnitt wird die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts für die Reaktion

(3.1) $$\gamma p \to \pi^+\pi^- p$$

dargestellt und die notwendigen Korrekturen der Bestimmungsgrößen beschrieben (siehe dazu auch (Kno 71)). Der Wirkungsquerschnitt σ ist definiert durch

(3.2) $$\sigma = \frac{N}{n} \cdot T; \qquad T = \frac{A}{x \cdot L \cdot \rho}.$$

Dabei bedeuten N die Zahl der Ereignisse (3.1), n die Zahl der einlaufenden Photonen und T die Targetkonstante, wobei A das Atomgewicht und ρ die Dichte des Targetmaterials ist. x ist die Targetlänge und L die Loschmidtsche Zahl.

III.1. Korrektur der Targetkonstanten

Zur Bestimmung der Targetkonstanten T sind die experimentabhängigen Größen A,x,ρ (Gl.3.2) notwendig. Als Targetbereich wurde innerhalb des Wasserstofftargets ein Zylinder mit 2.4 cm Durchmesser und 3.4 cm Länge definiert. Ein Ereignis wird nur akzeptiert, wenn sein (rekonstruierter) Vertex innerhalb dieses Zylinders liegt. Dementsprechend beträgt die Targetlänge x=3.4 cm. Das Atomgewicht A ist für Wasserstoff 1.008. Als Dichte ρ des Wasserstoffs ergab sich $\rho = (0.0699 \pm 0.0002)\ g/cm^3$. Wegen der Gasbläschen, die durch das Verdampfen des Wasserstoffs im Target aufsteigen und die effektive Dichte verringern, muß für die Targetkonstante T eine Korrektur von $k_1 = (0.7 \pm 0.2)\%$ angebracht werden. Dabei bedeutet eine positive (negative) Korrektur k_i, daß die jeweilige Größe (hier z.B. T) um k_i Prozent (z.B. $T \cdot (1 + k_i/100)$) vergrößert (verkleinert) werden muß, um den wirklichen Wert der Größe zu erhalten.

III.2. Korrektur der Zahl der einlaufenden Photonen

Die vom Flußzähler F registrierte Zahl der Photonen n muß mit einer Reihe von Korrekturen versehen werden, um die wahre Photonenzahl zu erhalten.

2.1. Einfluß der Doppelbremsstrahlung

Das Konversionstarget des Energiemarkierungssystems bestand während des Experiments aus einem Aluminiumblech von 1.2 mm Dicke, was 0.0135 Strahlungslängen entspricht. Entstehen im Konversionstarget durch zwei aufeinanderfolgende Bremsprozesse (Doppelbremsstrahlung) eines Positrons zwei Photonen, so wird ein Ereignis, das von einem der beiden Photonen erzeugt wird, durch ein Vetosignal des anderen Photons im Flußzähler F unterdrückt. Solche Photonen können also keine registrierten Ereignisse liefern; die gezählte Photonenzahl n muß um die Zahl solcher Photonen verringert werden. Diese Korrektur ergibt sich zu $k_2 = (-6 \pm 1)\%$.

2.2. Der Photonenfluß durch das Target

Es zeigte sich (siehe Abb. 5), daß der Photonenstrahl nicht genau auf die Targetmitte zentriert war. Das hatte zur Folge, daß ein Teil des Flußes an dem als Targetbereich definierten Zylinder vorbeiging. Dieser Anteil ergibt sich zu $k_3 = (-6 \pm 0.5)\%$, um den die gemessene Photonenzahl n reduziert werden muß.

2.3. Intensitätsabhängigkeit der Zählrate des Flußzählers

Das Experiment wurde bei verschiedenen Intensitäten des Photonenstrahls durchgeführt. Dadurch ist es möglich, die Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von der Strahlintensität zu berechnen. Abb. 8 zeigt diese Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts für 3-Spur-Ereignisse von der Intensität i des Photonenstrahls. Man erkennt, daß der berechnete Wirkungsquerschnitt

umso kleiner ist, je größer die Strahlintensität ist. Diese Abhängigkeit kann folgendermaßen erklärt werden:

(a) Zufällige Koinzidenzen der Zähler T und F

(b) Registrierung von Photonen im Flußzähler F, während die Paarvetozähler V Signale liefern

(c) Registrierung von Photonen im Flußzähler F, während der Targetzähler S wegen seiner Totzeit keine Signale liefern kann

J. Knobloch (Kno 71) untersuchte diese drei Effekte. Er konnte mit Hilfe von gemessenen Zählraten lediglich eine Abschätzung der unteren Grenze dieser Einflüsse angeben. Berechnet für eine Intensität $i = 10^4$ Photonen/sec ergibt sich für (a) 10%, (b) 8%, (c) 2%, d.h. die untere Grenze für die Korrektur k_4 der Photonenzahl n ist 20%.

Eine genauere Korrektur ist aus den gemessenen Zählraten nicht möglich. Zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts σ wird deshalb an die Werte bei verschiedenen Intensitäten i eine Funktion $\sigma(i)$ angepaßt. Da die Effekte (a),(b),(c) in erster Näherung der Intensität i proportional sind, wird die Korrektur für die Photonenzahl n(i), die bei der Intensität i zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts benutzt wurde, proportional zu i angesetzt. Das bedeutet, daß die Zahl n(i=0), die aus der Photonenzahl an der Stelle i berechnet wird, die richtige Photonenzahl zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts angibt. Es gilt daher:

$$n(i) = n(0)\cdot(1 + a\cdot i) \tag{3.3}$$

a ist ein Proportionalitätsfaktor. Nach (3.2) ist $\sigma \sim 1/n$, sodaß aus (3.3) folgt:

$$\sigma(i) = \sigma(0)\cdot\frac{1}{1 + a\cdot i} \tag{3.4}$$

Eine Anpassung von (3.4) an die gemessenen Wirkungsquerschnitte bei verschiedenen Intensitäten i (Abb. 8) liefert $a=(.099+.005)\times10^{-3}$ und $\sigma(0) = 81.2 \pm 7.0\mu b$. Die Kurve ist in Abb. 8 eingetragen.

Über alle Intensitäten gemittelt liefert diese Extrapolation auf i=0 eine Korrektur der gemessenen Photonenzahl n um $k_4 = (-34 \pm 11)\%$.

Diese Korrektur ist sehr unsicher, denn die wichtigsten Werte für die Anpassung nach (3.4) sind am weitesten von i=0 entfernt (Abb. 8). Da nicht geprüft werden kann, inwieweit die Näherungsformel (3.4) der wirklichen Korrektur entspricht, muß diese Korrektur als ein wesentlicher Unsicherheitsfaktor betrachtet werden.

III.3. Die Bestimmung der Zahl der Ereignisse

Die Zahl der Ereignisse N wird reduziert durch die Geometrie der Zähleranordnung und die Zähleransprechwahrscheinlichkeit. Im Gegensatz zu den bisher betrachteten Korrekturen sind diese Verluste topologieabhängig.

3.1. Korrektur der Verluste durch die Vetozähler

Durch die Paarvetozähler V werden nicht nur Elektronenpaare unterdrückt, sondern auch hadronische Ereignisse, bei denen ein auslaufendes Teilchen einen Vetozähler trifft. Projiziert man die Impulsrichtung der auslaufenden Teilchen am Vertex in die Ebene, die senkrecht zum einfallenden Photonenstrahl ist (y-z--Ebene), so zeigt die Verteilung des Winkels α zwischen der Projektion und der positiven y-Achse keine Isotropie, wie das bei dem hier verwendeten unpolarisierten Photonenstrahl und 4π-Akzeptanz zu erwarten wäre. Abb. 9 zeigt die α-Verteilung für Teilchen mit Impulsen $P > 1$ GeV/c; in den Bereichen um 0° und 180° treten deutliche Verluste auf.

Zu jedem Ereignis lassen sich die Schnittpunkte seiner Spuren mit jener y-z-Ebene berechnen, in der die Vetozähler V angeordnet sind (Vetozählerebene). Die Spurverfolgung durchs Magnetfeld war ohne Annahmen nicht möglich, da der inhomogene Abfall des Magnetfeldes $\vec{B}(B_x, B_y, B_z)$ nicht ausgemessen worden war.

Es wurden daher verschiedene Fälle untersucht: (a) linearer Abfall vom Maximalwert B_z = 21.7 kGauß mit verschiedenen Annahmen über B_x und B_y , (b) konstante Feldstärke B_z von der halben Größe des Maximalwerts und $B_x=B_y=0$. Da alle diese Möglichkeiten innerhalb der Fehlergrenzen auf die gleiche Korrektur der Verluste durch die Vetozähler führten,wurde die letztere Möglichkeit der Spurverfolgung durchs Magnetfeld benutzt, da sie den geringsten Rechenzeitaufwand erfordert.

Zur Berechnung der Korrektur wird folgende Methode angewandt: Jedes Ereignis wird als ganzes m-mal (in unserem Fall war m=250) um einen Winkel $\Delta\alpha$ um die x-Achse gedreht. Die Drehwinkel $\Delta\alpha$ werden zwischen 0° und 360° mit Hilfe von gleichverteilten Zufallszahlen gewählt. Bei der Drehung bleiben die charakteristischen physikalischen Eigenschaften des Ereignisses (Impulsbeträge, Winkel zwischen den Spuren und der Strahlrichtung) erhalten. Nach jeder Drehung werden für das Ereignis die Schnittpunkte der Spuren mit der Vetozählerebene berechnet. Nach m derartigen Drehungen kann die Wahrscheinlichkeit p angegeben werden, daß m'-mal eine oder mehrere Spuren die Vetozähler treffen: $p = m'/m$. Für die Ereignisse der Reaktion (3.1) erhielten wir im Mittel $p = 0.174 \pm 0.014$. Daraus ergibt sich als mittlere prozentuale Korrektur $k_5 = 100 \cdot p/(1-p) = (21 \pm 2)\%$.

Diese Korrektur ist nicht vollständig, da es Ereignisse gibt, die bei beliebiger Drehung stets mit einer Spur die Vetozähler treffen. Dies ist für Spuren mit Erzeugungswinkeln $\omega < 2^\circ$ und Impulsen $P > 1.3$ GeV/c der Fall. Derartige Ereignisse werden überhaupt nicht registriert, sodaß sich nach der beschriebenen Methode kein Korrekturfaktor berechnen läßt.

Bei einem Teil des Experimentes waren die Paarvetozähler als Schauerzähler ausgebildet. Die Ansprechwahrscheinlichkeit für Pionen konnte damit auf (35±5)% reduziert werden, während 99.5% aller Elektronen registriert wurden. Hieraus läßt sich der Prozentsatz der im Experiment nicht auftretenden hadronischen Ereignisse ermitteln. Man erhält für alle Topologien im Mittel (5±1)%. Für die Reaktion (3.1) erhält man als Korrektur eben-

falls k_6 = (5±1)%. Eine Überprüfung dieser Zahl mit den Daten eines anderen Photoproduktionsexperiments, bei dem keine Verluste der beschriebenen Art auftreten (Wol 70), ergibt innerhalb der Fehlergrenzen den gleichen Wert. Eine Untersuchung dieser Fehlerquelle mit künstlich erzeugten Ereignissen ergab weiter, daß solche vollständig verlorenen Ereignisse die gleiche Abhängigkeit vom Impulsübertrag t (= Quadrat des Viererimpulsübertrags zwischen einlaufendem und auslaufendem Proton) haben wie die übrigen Ereignisse.

3.2. Korrektur der Verluste im Targetzähler

Wählt man statt der Triggerbedingung (1.1) die Triggerbedingung $T \cdot S \cdot V \cdot \bar{F} \cdot \bar{Z}$, so werden nur Ereignisse registriert, die die Vetozähler V treffen. Insbesondere werden Elektronenpaare registriert, deren Wirkungsquerschnitt man damit messen kann. Diese gemessenen Wirkungsquerschnitte zeigen im Vergleich zu theoretisch (nach der Quantenelektrodynamik) berechneten Wirkungsquerschnitten zu kleine Werte. Da die Ansprechwahrscheinlichkeit der Vetozähler für Elektronen besser als 99.5% war, muß der Targetzähler Ursache für die zu kleinen gemessenen Paarwirkungsquerschnitte sein. Aus dem Verhältnis des gemessenen und des theoretischen Paarwirkungsquerschnitts ergibt sich die Ansprechwahrscheinlichkeit A_o des Targetzählers für zwei minimal ionisierende Teilchen.

Ausgehend von A_o läßt sich die Ansprechwahrscheinlichkeit A(I) in Abhängigkeit von der Ionisation I bestimmen (Kno 71). Für jedes Ereignis wird der Energieverlust im Szintillator aus Impuls und Masse der Teilchen und dem von ihnen zurückgelegten Weg im Szintillator berechnet. Die sich daraus ergebende Ionisation I liefert mit A(I) für jedes Ereignis einen Korrekturfaktor. Für die Reaktion (3.1) ergab sich eine mittlere Korrektur von k_7 = (14±2)%.

III.4. Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $\gamma p \to \pi^+\pi^- p$

In der Tabelle 4 sind alle notwendigen Korrekturen zusammengefaßt. Angegeben sind die Korrekturfaktoren $K_i = 1+k_i/100$ sowie die Gesamtkorrekturfaktoren $G_r = \prod_j K_j$ (r=1,2,3), mit denen die gemessenen Werte T_g, n_g, N_g für die Targetkonstante, die Photonenzahl und die Ereigniszahl multipliziert werden müssen,

	Korrektur und Fehlerquelle	i	K_i	G_r
Tg	k_1: Wasserstoffdichte	1	1.007 ± 0.002	1.007 ± 0.002
n_g	k_2: Doppelbremsstrahlung	2	0.94 ± 0.005	
	k_3: Fluß am definierten Targetvolumen vorbei	3	0.94 ± 0.01	0.583 ± 0.106
	k_4: Extrapolation auf Strahlintensität 0	4	0.66 ± 0.11	
N_g	Vetozählerkorrektur:			
	k_5: a) Korrektur durch Drehen der Ereignisse	5	1.21 ± 0.02	
	k_6: b) Korrektur der vollständig verlorenen Ereignisse	6	1.05 ± 0.01	
	k_7: Ansprechwahrscheinlichkeit des Targetzählers	7	1.14 ± 0.02	1.58 ± 0.10
	k_8: Gesamtladung ≥ 2 } siehe	8	1.03 ± 0.01	
	k_9: Scanverluste } I.3.2.	9	1.01 ± 0.003	
	k_{10}: unmeßbare Ereignisse (siehe I.3.3.)	10	1.05 ± 0.002	

Tabelle 4: Zusammenfassung der systematischen Fehlerquellen

um die Größen T,n,N der Gleichung (3.2) zu erhalten. Für (3.2) ergibt sich damit:

$$(3.5)\quad \sigma = \frac{N_g \cdot (1.58 \pm 0.10)}{n_g \cdot (0.583 \pm 0.106)} \cdot T_g \cdot (1.007 + 0.002) = (2.73 \pm 0.67) \cdot \frac{N_g}{n_g} \cdot T_g$$

Mit N_g = 1 659 gefundenen Ereignissen der Reaktion (3.1) ergab sich für den Wirkungsquerschnitt

(3.6) $$\sigma = (23.3 \pm 6.3)\ \mu\text{barn},$$

gemittelt über den Energiebereich von 4.1 bis 6.3 GeV, wobei der angegebene Fehler zusätzlich zum Beitrag aus (3.5) die statistischen Fehler von N_g und n_g enthält. Das Resultat stimmt im Rahmen der Fehlergrenzen mit den Werten überein, die bei anderen Experimenten gefunden wurden:

(Dav 70)	20.0±2.3 (μb)	für $4.0 \leq E_\gamma \leq 6.0$ GeV
(ABB 68)	21.5±1.6 (μb)	für $4.0 \leq E_\gamma \leq 4.5$ GeV
	22.1±1.6 (μb)	für $4.5 \leq E_\gamma \leq 5.0$ GeV
	21.1±1.5 (μb)	für $5.0 \leq E_\gamma \leq 6.0$ GeV
(Bal 68)	19.8±2.8 (μb)	für E_γ = 5.2 GeV

Im weiteren Verlauf der Arbeit werden gewichtete Ereignisse verwendet, die nur mit den Korrekturen 5 und 7 der Tabelle 4 korrigiert sind. Für ihre Anzahl N_{gew} ergibt sich:

(3.7) $$N_{gew} = N_g \cdot 1.21 \cdot 1.14 = 2\ 288$$

Diese 2 288 Ereignisse der Reaktion (3.1) geben bis auf einen Faktor $f = K_6 \cdot K_8 \cdot K_9 \cdot K_{10}$ (Tabelle 4) den Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnitts $\frac{d\sigma}{dt}$ richtig wieder.

IV. Formulierung und Anwendung eines Reggepolmodells für die Reaktion $\gamma p \to \rho^0 p$

Die Photoproduktion des ρ^0-Mesons am Proton

(4.1) $$\gamma p \to \rho^0 p$$

wird experimentell bei Ereignissen vom Typ

(4.2) $$\gamma p \to \pi^+ \pi^- p$$

beobachtet. Aussagen über das ρ^0 erhält man durch Untersuchung des Zwei-Pion-Systems ($\pi^+\pi^-$) in (4.2). Die bisherigen experimentellen Daten zeigen für die Reaktion (4.1) bei hohen Energien einen energieunabhängigen Wirkungsquerschnitt. Das deutet darauf hin, daß das ρ^0 bei hohen Energien diffraktiv erzeugt wird, wobei in unserem Fall unter diffraktiver Streuung eine Streuung zu verstehen ist, bei der einlaufendes und auslaufendes Teilchen gleiche Quantenzahlen haben und sich nur in der Masse unterscheiden. Im Bild der Reggepoltheorie entspricht der diffraktiven Streuung der Austausch einer Pomerontrajektorie, wobei das Pomeron bis auf den Spin die Quantenzahlen des Vakuums hat.

Im folgenden wird eine Übersicht über die bisher bekannten Eigenschaften der Reaktion (4.1) oberhalb einer Photonenergie von 4 GeV angegeben:

(a) Im Energiebereich von 4 GeV bis 16 GeV nimmt der Wirkungsquerschnitt nur wenig ab (Dav 70).

(b) Der differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{dt}$ läßt sich gut durch $\frac{d\sigma}{dt} \sim \exp(A \cdot t)$ beschreiben, wobei t das Quadrat des Viererimpulsübertrags vom einlaufenden auf das auslaufende Proton ist. A hat für die Reaktion (4.2) im ρ^0-Bereich des ($\pi^+\pi^-$)-Systems etwa denselben Wert wie für die elastische πp-Streuung.

(c) Der Wert von A ist von der effektiven Masse $m_{\pi\pi}$ des Zwei-Pion-Systems abhängig (Bal 70).

(d) Experimentell wurde gezeigt (Bal 70), daß die Reaktion (4.1) hauptsächlich durch natürlichen Paritätsaustausch vor sich geht.

(e) für $|t| < 0.3$ (GeV/c)^2 bleibt die s-Kanal-Helizität des einlaufenden Photons erhalten (Bal 70).

(f) Das Maximum der effektiven Masse $m_{\pi\pi}$ ist um etwa 20 MeV gegenüber den Werten für das Maximum verschoben, die man aus e^+e^--Streuexperimenten oder bei der ρ^0-Produktion aus πp-Reaktionen erhält.

(g) Die Verteilung der effektiven Masse $m_{\pi\pi}$ entspricht nicht der im allgemeinen für Resonanzen gültigen Breit-Wigner-Form. Sie zeigt eine starke Verschiebung zu kleineren Werten von $m_{\pi\pi}$ und ist abhängig von t.

Zur Erklärung dieser Eigenschaften der ρ^0-Photoproduktion wurde eine Reihe von Modellen entwickelt (Ros 66, Söd 66, Kra 67, Sat 70, Kra 71, Man 70). Bis auf Kramer und Quinn (Kra 71) nehmen alle Autoren als Hauptbeitrag zur Reaktion (4.1) eine diffraktive Streuung eines ρ^0-Mesons am Proton an. Zur Beschreibung der Massenverteilung des Zwei-Pion-Systems in (4.2) folgen die Modelle der Parameterisierung nach Jackson (Jac 64):

$$(4.3) \qquad d\sigma = d\sigma_s(m) \cdot \frac{m \cdot m_0 \cdot \Gamma(m)}{(m_0^2 - m^2)^2 + (m_0 \cdot \Gamma(m))^2}\, dm$$

Dabei ist $d\sigma_s(m)$ der Wirkungsquerschnitt für die Produktion eines stabilen ρ^0-Mesons der Masse m; m_0 ist der Zentralwert für die Masse der Resonanz. $\Gamma(m)$ ist eine massenabhängige Breite und enthält explizit das Schwellenverhalten für den ρ^0-Zerfall sowie einen zusätzlichen empirischen Formfaktor. Es gilt (Jac 64):

$$(4.4) \qquad \Gamma(m) = \left(\frac{m^2 - 4m_\pi^2}{m_0^2 - 4m_\pi^2}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot \frac{2m_0^2 - 8m_\pi^2}{m^2 + m_0^2 - 8m_\pi^2} \cdot \Gamma(m_0)$$

m_π ist die Masse des Pions.

Ross und Stodolsky (Ros 66) zogen das Vektordominanzmodell zur Beschreibung der Massenabhängigkeit von $d\sigma_s(m)$ der Reaktion (4.1) heran. Sie erhalten einen zusätzlichen Faktor $(\frac{m_0}{m})^4$ ("Ross-Stodolsky-Faktor") in (4.3), wodurch $\frac{d\sigma}{dm}$ nach (4.3) bei kleinen

Massen angehoben und bei großen Massen verkleinert wird.

Söding (Söd 66) und Krass (Kra 67) berechneten $d\sigma_s(m)$ unter der Annahme, daß neben der diffraktiven Streuung noch Beiträge auftreten, die von einer doppelt peripheren Erzeugung von Pionen ("Drellartige doppelt periphere Erzeugung", siehe Abb. 10a) herrühren. Dieses Modell beschreibt eine Reihe der oben erwähnten experimentellen Tatsachen sehr gut.

Satz und Schilling (Sat 70) versuchten eine Erklärung der experimentellen Eigenschaften (a - g), indem sie für die Reaktion (4.1) Pomeronaustausch annahmen und für die Photon-Pomeron--Streuung eine Veneziano-artige Amplitude benutzten.

Kramer und Quinn (Kra 71) benutzten nur Drellartige doppelt periphere Erzeugung; das ϱ^0 entsteht durch Endzustandswechselwirkung der beiden Pionen.

Mannheim und Maor (Man 70) zeigten, daß sich eine Reihe der oben erwähnten Eigenschaften a - g allein durch kinematische Faktoren erklären läßt . Diese Faktoren haben dann einen großen Einfluß, wenn im t-Kanal eine breite Resonanz mit einem Teilchen mit weitaus kleinerer Masse und Spin reagiert. Das ist hier der Fall, denn die der Reaktion (4.1) entsprechende t-Kanal-Reaktion ist

(4.5) $$\bar{p}\,p \rightarrow \varrho^0\gamma$$

Alle diese Modelle versuchen durch spezielle Parametrisierung vor allem die nicht verstandene Massenverteilung des ϱ^0 aus der Reaktion (4.2) zu beschreiben. Im Gegensatz dazu wird im folgenden der Versuch gemacht, die bei den verschiedenartigsten Reaktionen mit Erfolg angewandte Reggepoltheorie auf die Reaktion (4.1) anzuwenden. Es wird eine Parametrisierung unter Benutzung neuerer experimenteller Ergebnisse angegeben, wobei angenommen wird, daß die Reaktion (4.1) durch den t-Kanal-Austausch einer Pomeron-Trajektorie beschrieben und das $(\pi^+\pi^-)$-System als ein System mit einem Drehimpuls J=1 betrachtet werden kann. Der entsprechende Graph ist in Abb. 10b angegeben.

IV.1. Die Parametrisierung der t-Kanal-Helizitätsamplituden

Ausgedrückt durch die t-Kanal-Helizitätsamplituden f^t lautet die Formel für den differentiellen Wirkungsquerschnitt der s-Kanal-Reaktion (4.1) im Gesamtschwerpunktsystem:

$$(4.6) \qquad \frac{d\sigma_s(m)}{d\Omega} = \frac{1}{16\pi^2 s} \cdot \frac{p_s'}{p_s} \cdot \sum_{\lambda_p \lambda_\gamma \lambda_{\bar{p}} \lambda_p} \left| f^t_{\lambda_p \lambda_\gamma \lambda_{\bar{p}} \lambda_p}(s,t,m) \right|^2$$

Dabei bezeichnet λ_i mit $i = p, \gamma, \bar{p}, p$ die Helizitäten im Schwerpunktsystem der t-Kanal-Reaktion (4.5). s ist das Quadrat der Gesamtschwerpunktsenergie und $p_s(p_s')$ der Schwerpunktsimpuls des Anfangs-(End-)zustands der s-Kanal-Reaktion (4.1). Sind M die Protonenmasse und m die effektive Masse des $\pi^+\pi^-$-Systems, so gilt:

$$(4.6a) \qquad p_s = \frac{s - M^2}{2\sqrt{s}}, \qquad p_s' = \frac{1}{2\sqrt{s}} \cdot \sqrt{(s - (M-m)^2) \cdot (s - (M+m)^2)}$$

Folgt man dem üblichen Verfahren für die Reggeisierung (Gel 64) so erhält man t-Kanal-Amplituden f^t, die frei sind von kinematischen Singularitäten bezüglich der Variablen s:

$$(4.7) \qquad \bar{f}^t_{\lambda_p \lambda_\gamma \lambda_{\bar{p}} \lambda_p} = \left(\sqrt{2} \cdot \sin\frac{\theta_t}{2}\right)^{-|\lambda - \mu|} \cdot \left(\sqrt{2} \cdot \cos\frac{\theta_t}{2}\right)^{-|\lambda + \mu|} \cdot f^t_{\lambda_p \lambda_\gamma \lambda_{\bar{p}} \lambda_p}$$

Dabei ist $\lambda = \lambda_{\bar{p}} - \lambda_p$ und $\mu = \lambda_p - \lambda_\gamma$. θ_t ist der Winkel zwischen dem einlaufenden Proton und dem auslaufenden Photon im t-Kanal. Es gilt (Wan 67):

$$\sin\theta_t = \frac{2 \cdot \sqrt{t \cdot \Phi(s,t)}}{(t - m^2) \cdot \sqrt{t(t - 4M^2)}}$$

$$(4.8) \qquad \cos\theta_t = \frac{2st + t^2 - t(2M^2 + m^2)}{(t - m^2) \cdot \sqrt{t(t - 4M^2)}}$$

$$\Phi(s,t) = s \cdot t \cdot (2M^2 + m^2 - s - t) - t M^2 (M^2 - m^2) - M^2 m^4$$

Für den Übergang vom physikalischen Bereich des t-Kanals in den physikalischen Bereich des s-Kanals wird folgende Fortset-

zung gewählt (Das 68):

$$\sqrt{t} \to -i\sqrt{t} \quad , \quad \sqrt{\phi(s,t)} \longrightarrow +\sqrt{\phi(s,t)} \tag{4.9}$$

Die paritätserhaltenden Amplituden $\bar{f}^{t\pm}$ (+(-) bedeutet natürliche(unnatürliche) Parität) sind folgendermaßen definiert (Gel 64):

$$\bar{f}^{t\pm}_{\lambda_\rho\lambda_\delta\lambda_{\bar{\rho}}\lambda_\rho} = \bar{f}^{t}_{\lambda_\rho\lambda_\delta\lambda_{\bar{\rho}}\lambda_\rho} \pm (-1)^{\lambda+\lambda_{max}} \cdot \bar{f}^{t}_{-\lambda_\rho-\lambda_\delta-\lambda_{\bar{\rho}}-\lambda_\rho} = K^{\pm}_{\lambda\mu}(t) \cdot \tilde{f}^{t\pm}_{\lambda_\rho\lambda_\delta\lambda_{\bar{\rho}}\lambda_\rho} \tag{4.10}$$

$$\text{mit } \lambda_{max} = \text{Maximum } (|\lambda|,|\mu|)$$

Dabei sollen $\tilde{f}^{t\pm}$ Amplituden bezeichnen, die frei sind von kinematischen Singularitäten bezüglich s und t und die daher zur Reggeisierung geeignet sind.

$K^{\pm}_{\lambda\mu}$ enthält die kinematischen Singularitäten von $\bar{f}^{t\pm}$ in t. Eine Vorschrift zur Gewinnung der kinematischen Faktoren $K^{\pm}_{\lambda\mu}$ wurde von Wang (Wan 67) angegeben und von Gotsman und Maor (Got 68) für den Fall des Photons (Masse=0) modifiziert. Letztere fanden für die Faktoren $K^{\pm}_{\lambda\mu}$ im Vergleich zur Methode nach Wang einen zusätzlichen Faktor $(t - m_o^2)$. (m_o ist die Masse des ρ^o.) Die resultierenden Faktoren werden bei Gotsman et al. (Got 68, Got 69) angegeben. Daneben sind kinematische Bedingungen zwischen den verschiedenen Helizitätsamplituden an folgenden Stellen zu berücksichtigen: An den Schwellen der t-Kanal-Reaktion $t = 4M^2$ und $t = m_o^2$ und an den Pseudoschwellen $t = 0$ und $t = m_o^2$. Im folgenden werden nur die Bedingungen für $t = 0$ berücksichtigt, da die übrigen Stellen weit vom physikalischen Bereich entfernt sind.

Betrachtet man den Austausch von Trajektorien mit natürlicher Parität, so gibt es nur Beiträge zu den Amplituden $\tilde{f}^{t+}$ (keine Beiträge zu $\tilde{f}^{t-}$). Man erhält für die reggeisierte Form dieser Amplituden, wenn nur der Austausch einer einzelnen Trajektorie $\alpha(t)$ mit positiver Signatur berücksichtigt wird, folgenden Ausdruck:

$$\tilde{f}^{t+}_{\lambda_\rho\lambda_\delta\lambda_{\bar{\rho}}\lambda_\rho} = \gamma_{\lambda_\rho\lambda_\delta\lambda_{\bar{\rho}}\lambda_\rho}(t) \cdot b_{\lambda\mu}(t) \cdot \frac{1+e^{-i\pi\alpha(t)}}{\sin\pi\alpha(t)} \cdot \left(\frac{s}{s_o}\right)^{\alpha(t)-\lambda_{max}} \tag{4.11}$$

s_0 ist ein Maßstabsfaktor, der 1 GeV^2 gesetzt wird. $b_{\lambda\mu}$ enthält Faktoren, die die unerlaubten Pole von $\sin \pi\alpha(t)$ kompensieren ("ghost-killing"-Faktoren (Gel 64)). Daneben treten noch sogenannte "nonsense"-Faktoren auf sowie Terme, die die Amplituden dimensionslos machen.

Die Funktion $\gamma(t)$ wird auf folgende Weise parametrisiert:

$$\gamma_{\lambda_p\lambda_{\bar{p}}\lambda_{\bar{p}}\lambda_p}(t) = g \cdot r_{\lambda_p\lambda_{\bar{p}}\lambda_{\bar{p}}\lambda_p} \cdot e^{a \cdot t} \tag{4.12}$$

Es wird angenommen, daß die Konstanten g und a nur von der ausgetauschten Trajektorie abhängen. Der Ausdruck exp(at) übernimmt allein die t-Abhängigkeit von $\gamma(t)$; seine Form liefert zusammen mit $(s/s_0)^{\alpha(t)-\lambda_{max}}$ den diffraktiven Charakter von Reaktion (4.1). Die Konstanten r hängen dann nur noch von den Helizitäten der Teilchen ab (Sch 71).

Für die Pomerontrajektorie $\alpha(t)$ wird folgende Form benutzt (Bar 70):

$$\alpha(t) = 1.0 + 0.5 \cdot t \tag{4.13}$$

Damit gibt es 7 freie Parameter. Da der Faktor g in jeder Amplitude auftritt, kann eine der Konstanten r = 1 gesetzt werden. Im folgenden wurde $r_{11\frac{1}{2}\frac{1}{2}} = 1$ gewählt.

Die Zahl der Parameter kann auf 5 reduziert werden, wenn man Faktorisierung der Residuen voraussetzt (Dre 69).
Man erhält:

$$\begin{aligned} r_{01\frac{1}{2}-\frac{1}{2}} &= r_{11\frac{1}{2}-\frac{1}{2}} \cdot r_{01\frac{1}{2}\frac{1}{2}} \cdot \frac{s_0}{M^2} \\ r_{-11\frac{1}{2}-\frac{1}{2}} &= r_{11\frac{1}{2}-\frac{1}{2}} \cdot r_{-11\frac{1}{2}\frac{1}{2}} \cdot \frac{s_0}{M^2} \end{aligned} \tag{4.14}$$

Der Faktor s_0/M^2 kommt herein, weil die Amplituden (4.11) dimensionslos gemacht wurden. Insgesamt bleiben damit 5 Parameter übrig: g, a, $r_{11\frac{1}{2}-\frac{1}{2}}$, $r_{01\frac{1}{2}\frac{1}{2}}$, $r_{-11\frac{1}{2}\frac{1}{2}}$.

Die endgültigen Ausdrücke für die t-Kanal-Helizitätsamplituden lauten (Sch 71, Der 71):

$$f^t_{11\frac{1}{2}\frac{1}{2}} = f^t_{-1-1\frac{1}{2}\frac{1}{2}} = \tfrac{1}{2}(4M^2-t)^{-\frac{1}{2}}(m^2-t)^{-1}\cdot M^3(-i+\mathrm{ctg}\tfrac{\pi\alpha}{2})\,\alpha(\alpha+1)\,r_{11\frac{1}{2}\frac{1}{2}}\; g\, e^{at}(\tfrac{s}{s_0})^{\alpha}$$

$$f^t_{01\frac{1}{2}\frac{1}{2}} = -f^t_{0-1\frac{1}{2}\frac{1}{2}} = i\sin\theta_t(-i+\mathrm{ctg}\tfrac{\pi\alpha}{2})\,\alpha\,\tfrac{r_{01\frac{1}{2}\frac{1}{2}}}{4}\; g\, e^{at}(\tfrac{s}{s_0})^{\alpha-1}$$

$$f^t_{-11\frac{1}{2}\frac{1}{2}} = f^t_{1-1\frac{1}{2}\frac{1}{2}} = -\tfrac{1}{2}\sin^2\theta_t(4M^2-t)^{\frac{1}{2}}(m^2-t)M^{-3}(-i+\mathrm{ctg}\tfrac{\pi\alpha}{2})4\alpha(\alpha-1)\,\tfrac{r_{-11\frac{1}{2}\frac{1}{2}}}{4^2}\; g\, e^{at}(\tfrac{s}{s_0})^{\alpha}$$

$$f^t_{11\frac{1}{2}-\frac{1}{2}} = f^t_{-1-1\frac{1}{2}-\frac{1}{2}} = -i\sin\theta_t(-i+\mathrm{ctg}\tfrac{\pi\alpha}{2})\,\alpha\,\tfrac{r_{11\frac{1}{2}-\frac{1}{2}}}{4}\; g\, e^{at}(\tfrac{s}{s_0})^{\alpha-1} \qquad (4.15)$$

$$f^t_{01\frac{1}{2}-\frac{1}{2}} = \mathrm{tg}^2\tfrac{\theta_t}{2}\, f^t_{0-1\frac{1}{2}-\frac{1}{2}} = \sin^2\tfrac{\theta_t}{2}\sqrt{-t}\;M^{-1}(-i+\mathrm{ctg}\tfrac{\pi\alpha}{2})\,\tfrac{2\alpha}{\alpha+1}\,\tfrac{r_{01\frac{1}{2}-\frac{1}{2}}}{4}\; g\, e^{at}(\tfrac{s}{s_0})^{\alpha-1}$$

$$f^t_{-11\frac{1}{2}-\frac{1}{2}} = -\mathrm{tg}^2\tfrac{\theta_t}{2}\, f^t_{1-1\frac{1}{2}-\frac{1}{2}} = -i\sin\theta_t\,\sin^2\tfrac{\theta_t}{2}\sqrt{-t}\,(4M^2-t)^{\frac{1}{2}}(m^2-t)M^{-4}(-i+\mathrm{ctg}\tfrac{\pi\alpha}{2})\,\tfrac{4\alpha(\alpha-1)}{\alpha+1}$$

$$\cdot\,\tfrac{r_{-11\frac{1}{2}\frac{1}{2}}}{4^2}\; g\, e^{at}(\tfrac{s}{s_0})^{\alpha-2}$$

Dabei gilt im physikalischen Bereich des s-Kanals wegen (4.9):

$$\sin\theta_t = -2i\sqrt{-t\,\phi(s,t)}\;/\left[(t-m^2)\sqrt{t(t-4M^2)}\right]$$

$$\cos\theta_t = \left[2st+t^2-t(2M^2+m^2)\right]/\left[(t-m^2)\sqrt{t(t-4M^2)}\right]$$

$$\phi(s,t) = st(2M^2+m^2-s-t)-tM^2(M^2-m^2)-M^2m^4$$

Das erste der beiden Gleichheitszeichen in jeder Zeile von (4.15) rührt von der Bedingung $\hat{T}^{t-}=0$ für rein natürlichem Paritätsaustausch her. Die übrigen 12 Helizitätsamplituden folgen aus Paritätserhaltung:

$$f^t_{\lambda_p\lambda_{\bar{p}}\lambda_{\bar{p}}\lambda_p} = (-1)^{\lambda-\mu}\cdot f^t_{-\lambda_p-\lambda_{\bar{p}}-\lambda_{\bar{p}}-\lambda_p} \qquad (4.16)$$

Die Helizitätsamplituden für die s-Kanal-Reaktion (4.1) erhält man durch

$$f^s_{\lambda_p\lambda_{\bar{p}}'\lambda_{\bar{p}}\lambda_p}(s,t) = \sum \mathcal{M}^{\lambda_p\lambda_{\bar{p}}'\lambda_{\bar{p}}\lambda_p}_{\lambda_p'\lambda_{\bar{p}}'\lambda_{\bar{p}}'\lambda_p}(s,t)\cdot f^t_{\lambda_p'\lambda_{\bar{p}}'\lambda_{\bar{p}}'\lambda_p'}(s,t), \qquad (4.17)$$

wobei $\mathcal{M}$ die Helizitätskreuzungsmatrix (Wan 67) ist.

Die Dichtematrixelemente für den Zerfall des ρ^0-Mesons sind in den folgenden Gleichungen für zwei Bezugssysteme angegeben. Sowohl das Helizitätssystem (H) als auch das Gottfried-Jackson--System (GJ) sind Systeme im ρ^0-Ruhesystem. Sie unterscheiden sich jedoch in der Wahl der z-Achse. Das Helizitätssystem hat als z-Richtung die Flugrichtung des ρ^0 im Ruhesystem der Reaktion (4.1), im Gottfried-Jackson-System ist die z-Richtung die Flugrichtung des einlaufenden Photons. Für die Dichtematrixelemente gilt (Sch 70):

a) für unpolarisierte Photonen:

$$\rho^{0H}_{\lambda_\rho\lambda'_\rho} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{-1} \cdot \frac{1}{4} \cdot \sum_{\lambda_\gamma\lambda_{p'}\lambda_p} f^{S}_{\lambda_\rho\lambda_{p'}\lambda_\gamma\lambda_p} \cdot f^{S\,*}_{\lambda'_\rho\lambda_{p'}\lambda_\gamma\lambda_p}$$

$$\rho^{0GJ}_{\lambda_\rho\lambda'_\rho} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{-1} \cdot \frac{1}{4} \cdot \sum_{\lambda_\gamma\lambda_p\lambda_{\bar{p}}} f^{t}_{\lambda_\rho\lambda_\gamma\lambda_{\bar{p}}\lambda_p} \cdot f^{t\,*}_{\lambda'_\rho\lambda_\gamma\lambda_{\bar{p}}\lambda_p} \qquad (4.18)$$

b) für linear polarisierte Photonen:

$$\rho^{1H}_{\lambda_\rho\lambda'_\rho} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{-1} \cdot \frac{1}{4} \cdot \sum_{\lambda_\gamma\lambda_{p'}\lambda_p} f^{S}_{\lambda_\rho\lambda_{p'}-\lambda_\gamma\lambda_p} \cdot f^{S\,*}_{\lambda'_\rho\lambda_{p'}\lambda_\gamma\lambda_p}$$

$$\rho^{1GJ}_{\lambda_\rho\lambda'_\rho} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{-1} \cdot \frac{1}{4} \cdot \sum_{\lambda_\gamma\lambda_p\lambda_{\bar{p}}} f^{t}_{\lambda_\rho-\lambda_\gamma\lambda_{\bar{p}}\lambda_p} \cdot f^{t\,*}_{\lambda'_\rho\lambda_\gamma\lambda_{\bar{p}}\lambda_p} \qquad (4.19)$$

$$\rho^{2H}_{\lambda_\rho\lambda'_\rho} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{-1} \cdot \frac{i}{4} \cdot \sum_{\lambda_\gamma\lambda_{p'}\lambda_p} \lambda_\gamma \cdot f^{S}_{\lambda_\rho\lambda_{p'}-\lambda_\gamma\lambda_p} \cdot f^{S\,*}_{\lambda'_\rho\lambda_{p'}\lambda_\gamma\lambda_p}$$

$$\rho^{2GJ}_{\lambda_\rho\lambda'_\rho} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{-1} \cdot \frac{i}{4} \cdot \sum_{\lambda_\gamma\lambda_p\lambda_{\bar{p}}} \lambda_\gamma \cdot f^{t}_{\lambda_\rho-\lambda_\gamma\lambda_{\bar{p}}\lambda_p} \cdot f^{t\,*}_{\lambda'_\rho\lambda_\gamma\lambda_{\bar{p}}\lambda_p}$$

Das in diesem Abschnitt beschriebene Reggepolmodell wird im folgenden auch mit RPM bezeichnet.

IV.2. Die Bestimmung der Parameter

2.1. Bestimmung der Parameter r

Die Parameter g und a kommen in der Form $g \cdot e^{at}$ in jeder Amplitude f^t und f^s vor, wie man aus (4.15) und (4.17) ersieht.

Das bedeutet aber unter Berücksichtigung von (4.6), daß die Faktoren $g \cdot e^{at}$ in den Gleichungen (4.18, 4.19) für die Dichtematrixelemente herausfallen. (4.18, 4.19) enthalten also nur noch die 3 Parameter $r_{11\frac{1}{2}-\frac{1}{2}}$, $r_{01\frac{1}{2}\frac{1}{2}}$, $r_{-11\frac{1}{2}\frac{1}{2}}$.

Experimentell beobachtet man (Bin 70), daß die Helizität des Photons für Impulsüberträge $|t|<0.3$ $(GeV/c)^2$ erhalten bleibt. Das ist gleichbedeutend damit, daß die Dichtematrixelemente ρ^{0H}_{00}, ρ^{0H}_{1-1}, $Re\,\rho^{0H}_{10}$ im Helizitätssystem verschwinden. Dementsprechend setzten wir

$$\rho^{0H}_{00} = Re\,\rho^{0H}_{10} = \rho^{0H}_{1-1} = (0 \pm 0.05) \quad \text{für } |t| \leq 0.3\,(GeV/c)^2 \tag{4.20}$$

und machten an 15 Stellen von t (-.02, -.04, ..., -.30) eine χ^2-Anpassung der Dichtematrixelemente (4.18) an (4.20):

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{15} \left[\left(\frac{\rho^{0H}_{00}(t_i) - 0}{0.05} \right)^2 + \left(\frac{Re\,\rho^{0H}_{10}(t_i) - 0}{0.05} \right)^2 + \left(\frac{\rho^{0H}_{1-1}(t_i) - 0}{0.05} \right)^2 \right] \tag{4.21}$$

Die Anpassung lieferte folgende Werte:

$$\begin{aligned} r_{11\frac{1}{2}-\frac{1}{2}} &= 0.15 \pm 0.08 \\ r_{01\frac{1}{2}\frac{1}{2}} &= 3.84 \pm 0.06 \\ r_{-11\frac{1}{2}\frac{1}{2}} &= -24.1 \pm 0.6 \end{aligned} \tag{4.22}$$

Mit dem Fehler 0.05 aus (4.20) ergab sich $\chi^2=20.9$ für 42 Freiheitsgrade.

Die Werte (4.22) für die Parameter r kann man auch direkt durch Anpassung der s-Kanal-Helizitätsamplituden erhalten. Fordert man Helizitätserhaltung für das Photon, so müssen die Amplituden $f^S_{0\frac{1}{2}1\frac{1}{2}} = f^S_{0\frac{1}{2}1-\frac{1}{2}} = f^S_{-1\frac{1}{2}1\frac{1}{2}} = f^S_{-1\frac{1}{2}1-\frac{1}{2}} = 0$ sein. Macht man für diese Bedingung eine Anpassung über die gleichen 15 Stellen von t wie bei der obigen Anpassung, so erhält man $r_{11\frac{1}{2}-\frac{1}{2}}=0.10 \pm 0.0$ $r_{01\frac{1}{2}\frac{1}{2}}=3.66 \pm 0.08$, $r_{-11\frac{1}{2}\frac{1}{2}} = -25.2 \pm 0.7$, was in guter Übereinstimmung mit (4.22) ist. Im folgenden benutzten wir die Parameterwerte (4.22), da sie aus einer Anpassung an experimentell zugängliche Größen stammen.

Um die Parameter r (4.22) zu testen, berechneten wir (Der 71) mit Hilfe von (4.18, 4.19) Dichtematrixelemente, die als Ergebnis bei einem Photoproduktionsexperiment mit linear polarisierten Photonen mit einer Energie von 4.7 GeV (Bal 70) angegeben wurden. Abb. 11 zeigt, daß die RPM-Resultate (Kurven) gut mit den experimentellen Werten (Kreuze) übereinstimmen.

2.2. Bestimmung der Parameter g und a

Zur Verteilung der effektiven Masse $m_{\pi\pi}$ aus der Reaktion (4.2), die für die 2288 gewichteten Ereignisse (siehe III.4.) in Abb. 12a dargestellt ist, tragen folgende Anteile bei (ABB 68): ρ^0-Produktion (resonanter Anteil), Phasenraum und Reflexion der $\Delta^{++}(1236)$-Erzeugung. Die beiden letzten Beiträge werden im weiteren als Untergrundbeiträge betrachtet, die zur Massenverteilung des ρ^0 hinzukommen. Um diese Untergrundbeiträge zur $(\pi^+\pi^-)$-Massenverteilung abzuschätzen, wurden mit einer Monte-Carlo-Rechnung Ereignisse erzeugt, für die Beiträge von folgenden Reaktionen angenommen wurden: ρ^0-Produktion nach dem Modell von Ross und Stodolsky (Ros 66), Untergrundbeitrag aus Phasenraum (der für $\frac{d\sigma}{dt}$ mit $\frac{d\sigma}{dt} \sim e^{6t}$ modifiziert wurde) und aus $\Delta^{++}(1236)$-Erzeugung. Durch eine Anpassung dieser künstlich erzeugten Ereignisse an die Ereignisse dieses Experiments erhielten wir für das Verhältnis von Phasenraum zu $\Delta^{++}(1236)$-Erzeugung 2.7 : 1. Mit der Annahme, daß die $m_{\pi\pi}$-Verteilung oberhalb von 1.2 GeV nur von diesen beiden Untergrundbeiträgen herrührt, erhält man eine Normierung des Untergrundes, wodurch sein Beitrag für alle $m_{\pi\pi}$-Massen angegeben werden kann. Die gestrichelte Kurve in Abb. 12a zeigt für $m_{\pi\pi}<1.2$ GeV diesen Untergrundbeitrag. Er hat an der gesamten Massenverteilung von $m_{\pi\pi}$ = 0.28 GeV bis $m_{\pi\pi}$ = 2.29 GeV einen Anteil von 25%. Der verbleibende Teil (75%) der $m_{\pi\pi}$-Massenverteilung wird zunächst als vom ρ^0 stammend angesehen.

Betrachten wir das Intervall $0.64 \leq m_{\pi\pi} \leq 0.84$ GeV in Abb. 12a, so ist hier der ρ^0-Anteil besonders groß. Der Untergrundanteil macht für dieses $m_{\pi\pi}$-Intervall nur 6% aus, sodaß die für den Untergrund gemachten Annahmen nicht wesentlich sind. Teilt man die gewichteten Ereignisse dieses $m_{\pi\pi}$-Bereichs in Intervalle für den Impulsübertrag t auf und subtrahiert die Untergrundanteile für die einzelnen t-Intervalle (für $|t|<0.1$ $(GeV/c)^2$ ist der Untergrund praktisch 0; erst darüber spielt er eine Rolle), so resultiert der in Abb. 13 mit einfachen Kreuzen eingetragene differentielle Teilwirkungsquerschnitt $(\frac{d\sigma}{dt})_{exp} \pm \Delta(\frac{d\sigma}{dt})_{exp}$.

Setzt man auf der rechten Seite von Gleichung (4.3) $\frac{d\sigma_s}{dt}$ ein, das man mit (4.6) und dem Zusammenhang

$$\frac{d\sigma_s}{dt} = \frac{\pi}{2 p_s p_s'} \cdot \frac{d\sigma_s}{d\Omega} \tag{4.23}$$

erhält, so ergibt sich:

$$\frac{d\sigma}{dm\,dt} = \frac{1}{32\pi p_s^2 s} \cdot \frac{m \cdot m_0 \cdot \Gamma(m)}{(m_0^2 - m^2)^2 + (m_0 \Gamma(m))^2} \cdot \sum_{\lambda_p \lambda_y \lambda_{\bar{p}} \lambda_p} |f^t_{\lambda_p \lambda_y \lambda_{\bar{p}} \lambda_p}(s,t,m)| \tag{4.24}$$

$\Gamma(m)$ ist durch (4.4) gegeben. Die hier auftretenden Amplituden f^t enthalten nach (4.15) neben den Parametern r die noch zu bestimmenden Parameter g und a. Der theoretische Wirkungsquerschnitt $(\frac{d\sigma}{dt})_{theor}$, der dem oben beschriebenen Wirkungsquerschnitt $(\frac{d\sigma}{dt})_{exp} \pm \Delta(\frac{d\sigma}{dt})_{exp}$ entspricht, ergibt sich aus der Integration von (4.24) über den $(\pi^+\pi^-)$-Massenbereich $m_1 < m_{\pi\pi} < m_2$ und über das jeweilige t-Intervall $t_1 > t > t_{i+1}$. Durch Minimalisierung des Ausdrucks

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{5} \left[\frac{\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{exp} - \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{theor}}{\Delta\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{exp}} \right]^2 \tag{4.25}$$

erhält man:

$$\begin{aligned} g &= (17.13 \pm 0.54)\ (GeV^2 \mu b)^{1/2} = (0.868 \pm 0.027) \\ a &= (3.10 \pm 0.50)\ (GeV/c)^{-2} \end{aligned} \tag{4.26}$$

Bei dieser Anpassung wurden folgende Werte benutzt:

m_o = .765 (GeV), $\Gamma(m_o)$ = .140 (GeV); (m_1, m_2) = (0.64, 0.84) (GeV), $(t_1, t_2, \ldots t_6)$ = (-.02, -.07, -.11, -.17, -.25, -.40) $(GeV/c)^2$. Bei 3 Freiheitsgraden ergibt sich χ^2 = 2.54.

Die durchgezogene Kurve in Abb. 13 zeigt das Ergebnis der Anpassung. Berechnet man nach (4.24) und mit den nunmehr bekannten 5 Parametern unseres Modells (RPM) den differentiellen Wirkungsquerschnitt für alle kinematisch möglichen effektiven Massen (m_1 = 0.28, m_2 = 2.29 GeV), so ergibt sich ein Verlauf, den die gestrichelte Kurve der Abb. 13 zeigt. Die Kreuze mit Dreiecken zeigen den experimentellen differentiellen Wirkungsquerschnitt der Reaktion (4.2) für alle Massen $m_{\pi\pi}$ und ohne Untergrundsubtraktion; die Übereinstimmung zwischen theoretischer Kurve und den experimentellen Werten ist für $|t| \lesssim 0.2$ $(GeV/c)^2$ recht gut. Bei größerem |t| zeigen sich Abweichungen, die vom Untergrund herrühren.

IV.3. Die Verteilung der effektiven Masse $m_{\pi\pi}$

Integriert man (4.24) über ein spezielles t-Intervall $(t_1 > t > t_2)$, so erhält man eine Beschreibung der effektiven Masse $m_{\pi\pi}$. Wir betrachten speziell folgende drei t-Bereiche:

a) $t_1 = t_{min}$, $t_2 = t_{max}$. ($t_{min} \approx -.002$, $t_{max} \approx -8.2$; diese Grenzwerte für den t-Bereich sind von $m_{\pi\pi}$ und der Photonenergie abhängig.) Abb. 12a zeigt als Treppenkurve die 2 288 gewichteten Ereignisse; die strich-punktierte Kurve ergibt sich aus der RPM-Berechnung. Die durchgezogene Kurve ist die Summe von RPM-Anteil und Untergrund (gestrichelte Linie); die Übereinstimmung mit der Treppenkurve ist gut.

b) $t_1 = t_{min}$, $t_2 = -0.1$ $(GeV/c)^2$. Die Treppenkurve in Abb. 12b gibt die gewichteten Ereignisse dieses t-Intervalls an; die durchgezogene Kurve ist das RPM-Resultat und gleichzeitig die Gesamtverteilung, da der Untergrundbeitrag für diesen t-Bereich sehr klein ist.

c) t_1 =-0.1, t_2 = t_{max}. Abb. 12c gibt die experimentelle sowie die berechnete Verteilung an; die Bezeichnungen sind wie bei a).

Nach Jackson (Jac 64) ist für die Verteilung der effektiven Masse der aus dem Zerfall des ρ^o-Mesons als einem Teilchen mit dem Drehimpulszustand J=1 stammenden Pionen eine Breit--Wigner-Verteilung für P-Wellen zu erwarten, die, modifiziert mit einem empirischen Formfaktor, durch die Gleichungen (4.3, 4.4) gegeben ist. Abb. 14 zeigt diese Breit-Wigner-Verteilung im Vergleich zu einer RPM-Verteilung, die nach (4.24) für das t-Intervall (t_{min}, t_{max}) berechnet ist: Man erkennt, daß durch die Verwendung des Graphen aus Abb. 10b in unserem Reggepolmodell die Breit-Wigner-Verteilung (4.3, 4.4) modifiziert wird.

Um Gestalt und Lage der Verteilungen in Abb. 14 quantitativ beschreiben zu können, benutzten wir das sog. 1. Moment M_1 (t_1,t_2) der Massenverteilung für das t-Intervall (t_1, t_2) bezüglich der angenommenen ρ^o-Masse m_o = 0.765 GeV:

$$M_1(t_1,t_2) = \int_{m_1}^{m_2} (m-m_o)\cdot \frac{dN(t_1,t_2;m)}{dm}\, dm \qquad (4.28)$$

Dabei ist dN(t_1, t_2; m) die Zahl der gewichteten Ereignisse aus dem t-Bereich (t_1, t_2) im Massenintervall dm der effektiven Masse $m_{\pi\pi}$. Die Integrationsgrenzen wurden so gewählt, daß man ein um m_o symmetrisches Intervall erhält: (m_1, m_2) = (0.53, 1.0 GeV). Integriert man (4.24) über verschiedene t-Intervalle, so stellt man eine t-Abhängigkeit für M_1 fest. Diese t-Abhängigkeit ist in Abb. 15a eingezeichnet (durchgezogene Linie); für die Breit-Wigner-Verteilung gibt es keine t-Abhängigkeit (gestrichelte Linie in Abb. 15a). (4.28) läßt sich auch für die experimentellen Daten berechnen, was in Abb. 15a für zwei t-Intervalle angegeben ist (Kreuze). Diese Werte zeigen, im Gegensatz zum 1. Moment der Breit--Wigner-Verteilung, Übereinstimmung mit der RPM-Kurve.

Aus e^+e^--Streuexperimenten und aus der ρ^o-Produktion bei πp-Reaktionen kennt man für die Masse des ρ^o-Mesons den Wert m_o = 0.765 ± 0.010 GeV (Maximum der $m_{\pi\pi}$-Verteilung (Bar 71)). Gegenüber diesem Wert tritt bei der Photoproduktion von ρ^o-Me-

sonen eine Verschiebung des Maximums auf. Abb. 15b zeigt für zwei t-Intervalle die Lage des Maximums m_{max} für unsere Daten (Kreuze). Sie wurden durch Anpassen einer Gaußkurve im schmalen Massenbereich $0.7 \leq m_{\pi\pi} \leq 0.8$ GeV an die Massenverteilungen der jeweiligen t-Intervalle gefunden. Im Rahmen der Fehler stimmen diese Werte mit der RPM-Voraussage (durchgezogene Linie) überein. Zum Vergleich zeigen die gestrichelten Linien ($\times$) die Lage des Maximums m_{max} der Breit-Wigner-Verteilung (gegeben durch (4.3) und (4.4)), (β) die angenommene Masse des ϱ^0-Mesons ($m_0 = 0.765$ GeV), (γ) das Maximum m_{max} der Breit-Wigner-Verteilung nach (4.3) mit konstanter Breite $\Gamma = 140$ MeV.

IV.4. Wirkungsquerschnitt und Dichtematrixelemente

Der differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{dt}$ der Reaktion (4.2) kann - etwa im Bereich $|t| < 0.4$ (GeV/c)^2 - näherungsweise durch eine exponentielle Abhängigkeit der Form

$$\frac{d\sigma}{dt} \sim e^{At} \tag{4.29}$$

dargestellt werden. A ist eine Konstante, die die Steilheit des Abfalls von $\frac{d\sigma}{dt}$ mit t angibt. Paßt man (4.29) für verschiedene Bereiche der effektiven Masse $m_{\pi\pi}$ an die Daten aus dem Bereich $|t| < 0.4$ (GeV/c)^2 an, so erhält man die in Abb. 16 eingezeichneten Werte von A (Kreuze) für die einzelnen Massenintervalle. RPM liefert eine gute Beschreibung der experimentellen Massenabhängigkeit von A (Abb. 16, durchgezogene Kurve). Nur der Wert für das Intervall $0.88 \leq m_{\pi\pi} \leq 1.6$ GeV weicht ab; dieser Wert wird jedoch vom Untergrund dominiert (siehe dazu Abb. 12a - c).

Durch Integration über den gesamten physikalischen m- und t-Bereich erhält man aus (4.24) den Wirkungsquerschnitt σ. Extrapoliert man die Werte der gestrichelten Kurve aus Abb. 13 bis zu dem für die Reaktion (4.1) unphysikalischen Wert $t=0$(GeV/c)^2, so erhält man aus RPM einen Wert $\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{t=0}$. Tabelle 5 zeigt die Ergebnisse für RPM und zum Vergleich für andere Modelle für

die Daten dieses Experiments (a) und eines SLAC-Experiments (b)(Bal 70, Mof 70). Die angegebenen Fehler für RPM stammen von den Fehlern für g und a (4.26), die von statistischen Schwankungen des Wirkungsquerschnitts $\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{exp}$ herrühren.

Experiment	Modell	σ (ub)	$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{t=0}\left(\frac{ub}{(GeV/c)^2}\right)$
(a) dieses Experiment $4.1<E_\gamma<6.3$ GeV	RPM	18.5±2.9	173±21
	Ross-Stodolsky	-	152±21 } (Rab 71)
	Söding	-	135±19 } (Rab 71)
(b) SLAC-Experiment (Bal 70) E_γ=4.7 GeV	RPM	15.9±3.0	102±11
	Ross-Stodolsky	15.6±0.7 } (Mof 70)	106 ± 5 } (Mof 70)
	Söding	15.3±0.7 } (Mof 70)	88 ± 5 } (Mof 70)

Tabelle 5: Vergleich von RPM mit anderen Modellen an Hand der berechneten Wirkungsquerschnitte

Die Werte für σ sind, unabhängig von Experiment und Modell, im Rahmen der Fehler miteinander verträglich. Für $\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{t=0}$ zeigen die Experimente (a) und (b) voneinander abweichende Werte, was auf eine Inkonsistenz der Daten bezüglich der Konstanten A hinweist. Weiter ersieht man aus Tabelle 5, daß RPM im Rahmen der Fehler mit den Modellen von Söding und von Ross und Stodolsky übereinstimmende Werte für σ und $\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{t=0}$ liefert.

Wegen der Totalverluste von Ereignissen, bei denen eine Spur in einem bestimmten kinematischen Gebiet liegt (Impuls P>1.3 GeV/c, Erzeugungswinkel < 2^o, siehe III.3.1.), lassen sich durch die Korrekturen 5 bis 10 aus Tabelle 4 die Winkelverteilungen nicht vollständig korrigieren. Um eine von der Zähleranordnung unbeeinflußte Zerfallswinkelverteilung des ρ^o zu erhalten, wurde daher die Winkelabhängigkeit der Akzeptanz der Zähleranordnung bestimmt und damit die experimentelle Zerfallswinkelverteilung des ρ^o korrigiert. Das Verfahren wird bei (De 71) genau beschrieben. Die sich hieraus ergebenden Dichtematrixelemente sind in

Abb. 17 für das Helizitätssystem in Abhängigkeit von t als Kreuze eingetragen. Die eingezeichneten Kurven zeigen dafür die RPM-Kurven, berechnet mit den Parametern r (4.22) und einer Photonenergie von 5.1 GeV.

IV.5. Vergleich mit dem Vektor-Dominanz-Modell

Im Vektordominanzmodell (VDM) wird angenommen, daß die Wechselwirkung von Photonen mit Hadronen über intermediäre Zustände von Vektormesonen abläuft , die die gleichen Quantenzahlen wie das Photon haben. Solche bekannten Vektormesonen sind ρ^0, ω, φ. VDM verknüpft die Photoproduktion von Vektormesonen mit dem totalen Wirkungsquerschnitt $\sigma_T(\gamma p)$ der Photoproduktion von Hadronen an Protonen und dem totalen Wirkungsquerschnitt $\sigma_T(\rho p)$ der Reaktion $\rho^0 p$. Unter Benutzung des aus diesem Experiment mit RPM gefundenen differentiellen Wirkungsquerschnitts $\left[\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \to \rho^0 p)\right]_{t=0}$ bestimmten wir mit Hilfe von VDM die Photon-ρ^0-Kopplungskonstante. Nach VDM lassen sich folgende Beziehungen herleiten (siehe z.B. H. Joos (Joo 67)):

$$\frac{\gamma_\rho^2}{4\pi} = \frac{4\pi\alpha \left(\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \to \rho^0 p)\right)_{t=0}}{\left(\sigma_T(\gamma p) - \sum\right)^2} \tag{4.30}$$

$$\frac{\gamma_\rho^2}{4\pi} = \frac{\alpha}{64\pi} \cdot \frac{\sigma_T^2(\rho p)}{\left(\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \to \rho^0 p)\right)_{t=0}} \tag{4.31}$$

Dabei ist $\alpha = 1/137.04$ die Feinstrukturkonstante und

$$\sum = \sum_{V=\omega,\varphi} \left[\frac{4\pi\alpha}{\left(\frac{\gamma_V^2}{4\pi}\right)} \cdot \left(\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \to V p)\right)_{t=0} \right]^{-1/2} \tag{4.32}$$

($\omega \equiv \omega$-Meson, $\varphi \equiv \varphi$-Meson). Bei der Herleitung von (4.30) und (4.31) wurde die Annahme gemacht, daß die Photoproduktion von Vektormesonen rein diffraktiv verläuft.

Zur Berechnung der Kopplungskonstanten nach (4.30) werden die folgenden Werte benutzt:

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \to \omega p)\right)_{t=0} = 15.2 \pm 3.8 \left(\frac{\mu b}{(GeV/c)^2}\right) \qquad \text{(Bin 70)}$$

(Dieser Wert enthält nur den Beitrag aus dem natürlichen Paritätsaustausch.)

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \to \varphi p)\right)_{t=0} = 3.4 \pm 1.8 \left(\frac{\mu b}{(GeV/c)^2}\right) \qquad \text{(Dav 70)}$$

$$\frac{\gamma_\omega^2}{4\pi} = 3.7 \pm 0.7 \qquad \text{(Aug 69)}$$

$$\frac{\gamma_\varphi^2}{4\pi} = 2.75 \pm 0.4 \qquad \text{(Aug 69)}$$

$$\sigma_T(\gamma p) = (128.3 \pm 4.6) \ (\mu b) \qquad \text{(Cal 70, Mey 70)}$$

Nimmt man den Wert $\left(\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \to \rho^0 p)\right)_{t=0} = (173 \pm 21) \ (\mu b/(GeV/c)^2)$ nach Tabelle 5, so erhält man nach (4.30) und (4.32) für die Kopplungskonstante:

(4.33) $$\frac{\gamma_\rho^2}{4\pi} = 0.52 \pm 0.1$$

Aus e^+e^--Streuexperimenten erhält man (Aug 69):

(4.34) $$\frac{\gamma_\rho^2}{4\pi} = 0.47 \pm 0.05$$

Zur Berechnung der Kopplungskonstanten nach (4.31) benutzen wir den Wert

$$\sigma_T(\rho^0 p) = 26.7 \pm 2 (mb) \quad \text{(Alv 70)}$$

(Das Quark-Modell liefert 27.7 mb.) Benutzt man wieder $\left(\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \to \rho^0 p)\right)_{t=0} = (173 \pm 21) \left(\mu b/(GeV/c)^2\right)$ aus der Tabelle 5, so ergibt sich:

(4.35) $$\frac{\gamma_\rho^2}{4\pi} = 0.39 \pm 0.1$$

Mit den oben gemachten Annahmen und dem RPM-Resultat für $(\frac{d\sigma}{dt})_{t=0}$ dieses Experiments erhält man Werte für die Photon-ρ^0-Kopplungskonstante (4.33, 4.35), die innerhalb der Fehlergrenzen mit dem Wert aus einem e^+e^--Streuexperiment (4.34) übereinstimmen.

IV.6. Die Helizitätsamplituden $f^t_{\lambda_\rho \lambda_\gamma \lambda_p \lambda_p}$ und $f^s_{\lambda_\rho \lambda_{p'} \lambda_\gamma \lambda_{p'}}$

Abb. 18 zeigt die nach (4.15) und (4.17) berechneten t- und s-Kanal-Helizitätsamplituden. Die Imaginärteile der Amplituden sind weitaus größer als ihre Realteile, wie es nach diesem Modell zu erwarten ist.

Im s-Kanal dominiert für kleine Werte von $|t|$ die die Helizität vollständig erhaltende Amplitude $f^s_{1\frac{1}{2}1\frac{1}{2}}$. Aber schon bei $t = -0.1\ (\mathrm{GeV/c})^2$ wird die Amplitude $f^s_{1\frac{1}{2}1-\frac{1}{2}}$ wichtig, bei der die Protonhelizität umklappt. Bei $t = -0.2\ (\mathrm{GeV/c})^2$ findet man das Verhältnis $\mathrm{Im}\, f^s_{1\frac{1}{2}1-\frac{1}{2}} / \mathrm{Im}\, f^s_{1\frac{1}{2}1\frac{1}{2}} = -0.3$. Im t-Kanal ist die Änderung der Photonhelizität groß; bei $t = -0.2\ (\mathrm{GeV/c})^2$ erhält man das Verhältnis $\mathrm{Im}\, f^t_{01\frac{1}{2}\frac{1}{2}} / \mathrm{Im}\, f^t_{11\frac{1}{2}\frac{1}{2}} = -1.0$. Dagegen sind die Amplituden klein, die eine Änderung der Protonhelizität im t-Kanal beschreiben.

Um die Bedeutung dieser Ergebnisse besser zu verstehen, untersuchten wir genauer die Bedingungen für die Helizitätserhaltung im s-Kanal. Mit Hilfe der folgenden Bedingungen

(a) nur Erhaltung der Photonhelizität (Diese Bedingung ist äqivalent mit (4.20).)

(b) Erhaltung der Photon- und Protonhelizität

(c) nur Erhaltung der Protonhelizität

erhielten wir durch Nullsetzen der betreffenden s-Kanal-Helizitätsamplituden die Parameter r, mit denen wir die Dichte-

matrixelemente nach (4.18, 4.19) berechneten und mit den Daten (Bal 70) verglichen. Es ergab sich, daß die Annahme (c) im Widerspruch zu den Daten steht, während die Bedingungen (a) und (b) mit ihnen konsistent sind. Nimmt man also an, daß im s-Kanal die Photonhelizität erhalten ist ((a) und (b)), so läßt sich im Rahmen der experimentellen Fehler keine Aussage über die Erhaltung der Protonhelizität machen.

V. Zusammenfassung

Im ersten Teil dieser Arbeit werden spezielle Auswertungsprobleme behandelt (Kapitel I bis III), die durch die Geometrie der Streamerkammer und ihre physikalischen Eigenschaften sowie durch die benutzte Zähleranordnung entstehen:

1) Teilchen aus Ereignissen im Targetbereich durchqueren bremsende und streuende Medien im Target und im Targetzähler (Szintillationszähler S), bevor sie das Gasvolumen der Streamerkammer erreichen, wo ihre Bahnen sichtbar gemacht werden. Der unsichtbare Reaktionsort (Vertex) muß aus den sichtbaren Spuren rekonstruiert werden. Wir untersuchten den Einfluß von Energieverlust und Vielfachstreuung auf die Vertexrekonstruktion mit einem einfachen Modell und mit Hilfe von künstlich erzeugten Ereignissen. Es konnte gezeigt werden, daß die Vertexrekonstruktion durch Berücksichtigung von Energieverlust und Vielfachstreuung im Rahmen dieses Modells nicht verbessert wird. Daher wird der Vertex durch einfaches Zurückverfolgen der Spur-Schraubenlinien rekonstruiert. Der Energieverlust im Target und Targetzähler wird jedoch bei der Bestimmung der Impulsbeträge am Vertex berücksichtigt; ebenso geht die Vielfachstreuung der Teilchen ein in die Berechnung der Spurwinkelfehler.

2) Die Bestimmung derIonisation in der Streamerkammer ist für die Unterscheidung von Teilchen verschiedener Masse wichtig. Wegen ihrer elektrischen Ladungen beeinflussen sich benachbarte Streamer gegenseitig, was sich insbesondere bei Spuren mit großem Dipwinkel λ (= Winkel zwischen Spurrichtung und einer Ebene, die senkrecht zur Richtung des elektrischen Feldes ist) bemerkbar macht. Wir konnten mit Hilfe unserer Streamerkammerbilder die empirische Formel $I = \frac{1.47\, b(\lambda)}{\beta^2 \cdot (\cos\lambda)^3}$ für die Dip-

winkelabhängigkeit der Streamerkammerionisation I ableiten und benutzten diese Formel zur Identifizierung der Ereignisspuren. In der obigen Formel bedeuten β die Teilchengeschwindigkeit in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit und $b(\lambda)$ eine Funktion , die wegen der Lichtabsorption durch das Drahtgitter der Mittelelektrode eingeführt werden mußte und die für $\lambda \geq 6^{\circ}$ gleich 1 und sonst 0 ist.

3) Eine Reihe von systematischen Fehlern in der experimentellen Anordnung erschwerte die Bestimmung von Wirkungsquerschnitten. Für die Reaktion $\gamma p \to \pi^+\pi^- p$ werden die Beiträge der einzelnen Fehlerquellen bestimmt; der resultierende Wirkungsquerschnitt für diese Reaktion zeigt trotz der begrenzten Genauigkeit, mit der die systematischen Fehler bekannt sind, Übereinstimmung mit den Ergebnissen anderer Experimente.

Das in dieser Arbeit (Kapitel IV) beschriebene Reggepolmodell (RPM) für die Reaktion $\gamma p \to \rho^0 p$ benutzt im wesentlichen folgende Annahmen (Sch 71, Der 71):

(a) Austausch einer Pomerontrajektorie im t-Kanal

(b) Berücksichtigung von kinematischen Singularitäten und kinematischen Bedingungen an den Schwellen und Pseudoschwellen der t-Kanal-Reaktion

(c) Helizitätserhaltung des Photons für $|t| \leq 0.3\ (\mathrm{GeV/c})^2$, wobei t das Quadrat des Viererimpulsübertrags vom einlaufenden auf das auslaufende Proton ist.

Durch die Annahme (c) werden drei der fünf freien Parameter von RPM bestimmt. Die beiden übrigen erhalten wir durch Anpassung der RPM-Voraussage für den differentiellen Wirkungsquerschnitt des ρ^0-Bereichs an die experimentellen Daten. Dabei werden Untergrundbeiträge aus Phasenraum und $\Delta^{++}(1236)$-Erzeugung berücksichtigt.

Mit diesen fünf Parametern beschreibt RPM alle wesentlichen beobachteten Eigenschaften der Reaktion $\gamma p \to \rho^0 p$ wie die von

der Breit-Wigner-Form abweichende Gestalt der Verteilung der effektiven Masse des Zwei-Pion-Systems ($m_{\pi\pi}$), die Lage des Maximums dieser Verteilung, die Abhängigkeit der Steigung A des differentiellen Wirkungsquerschnitts ($\frac{d\sigma}{dt} \sim \exp(A \cdot t)$) von $m_{\pi\pi}$ und die t-Abhängigkeit der Dichtematrixelemente. Weiter ergeben sich mit Hilfe des Vektordominanzmodells und dem RPM-Resultat für $(\frac{d\sigma}{dt})_{t=0}$ Werte für die Photon-ρ^0-Kopplungskonstante, die im Rahmen der Fehler mit den Werten übereinstimmen, die aus e^+e^--Streuexperimenten bekannt sind. Schließlich zeigt eine Untersuchung mit Hilfe der s-Kanal-Helizitätsamplituden dieses Modells, daß im Rahmen der Genauigkeit der bekannten Daten kein Nachweis für vollständige Helizitätserhaltung im s-Kanal möglich ist.

Literaturverzeichnis

ABB 68 Aachen-Berlin-Bonn-Hamburg-Heidelberg-München-Kollaboration, DESY 68/8 (1968)

ABBH68 Aachen-Berlin-Bonn-Hamburg-Heidelberg-München-Kollaboration, Phys. Lett. 27B, 474 (1968)

Alv 70 H. Alvensleben, U. Becker, W.K. Bertram, M. Chen, K.J. Cohen, T.M. Knasel, R. Marshall, D.J. Quinn, M. Rhode, G.H. Sanders, H. Schubel, S.C.C. Ting, Phys. Rev. Lett. 24, 786 (1970)

Aug 69 J.E. Augustin, D. Benaksas, J.C. Bizot, J.Buon, B. Delcourt, V. Gracco, J. Haissinski, J. Jeanjean, D. Lalanne, F. Laplanche, J. Le Francois, P. Lehmann, P. Marin, H. Nguyen Ngoc, J. Perez-y-jorba, F. Richard, F. Rumpf, E. Silva, S. Tavenier, D. Treille, Phys. Lett. 28B, 503 (1969)

Ba 69 J. Ballam, G.B. Chadwick, R. Gearhart, Z.G.T. Guiragossián, P.R. Klein, A. Levy, M. Menke, J.J. Murray, P. Seyboth, G. Wolf; C.K. Sinclair; H.H. Bingham, W.B. Fretter, K.C. Moffeit, W.J. Podolsky, M.S. Rabin, A.H. Rosenfeld, R. Windmolders, Phys. Rev. Lett. 23, 498 (1969)

Bal 68 J. Ballam, G.B. Chadwick, Z.G.T. Guiragossián, P. Klein, A. Levy, M. Menke, E. Pickup, P. Seyboth, T.H. Tan, G. Wolf, Phys. Rev. Lett. 21, 1541 (1968) und Phys. Rev. Lett. 21, 1544 (1968)

Bal 69 J. Ballam, G.B. Chadwick, Z.G.T. Guiragossián, A. Levy, M. Menke, P. Seyboth, G. Wolf, Phys. Lett. 30B, 421 (1969)

Bal 70 J. Ballam, G.B. Chadwick, R. Gearheart, Z.G.T. Guiragossián, M. Menke, J.J. Murray, P. Seyboth, A. Shapira, C.K. Sinclair, I.O. Skillikorn, G. Wolf; R.H. Milburn; H.H. Bingham, W.B. Fretter, K.C. Moffeit, W.J. Podolsky, M.S. Rabin, A.H. Rosenfeld, R. Windmolders, Phys. Lett. 17, 960 (1970)

Bar 70 V. Barger, D. Cline, Phys. Rev. Lett. 24, 1313 (1970)

Bar 71 N. Barash-Schmidt, A. Barbaro-Galtieri, C. Bricman, T. Lasinski, A. Rittenberg, M. Roos, A.H. Rosenfeld, P. Söding, T.G. Trippe, C.G. Wohl, Review of Particle Properties,Rev. Mod. Phys. 43, 2, II (1971)

Bet 30 H.A. Bethe, Ann. d. Phys. 5, 325 (1930)

Bin 70 H.H. Bingham, W.B. Fretter, K.C. Moffeit, W.J. Podolsky, M.S. Rabin, A.H. Rosenfeld, R. Windmolders; J. Ballam, G.B. Chadwick, R. Gearheart, Z.G.T. Guiragossián, M. Menke, J.J. Murray, P. Seyboth, A. Shapira, C.K. Sinclair, I.O. Skillikorn, G. Wolf; R.H. Milburn, Phys. Rev. Lett. 24, 955 (1970)

Blo 33 F. Bloch, Z. d. Phys. 81, 361 (1933)

Bul 67 F. Bulos, A. Odian, F. Villa, D. Yount, SLAC-Report 74 (1967)

Cal 70 D.O. Caldwell, V.B. Elings, W.P. Hesse, R.J. Morrison, F.V. Murphy, B.W. Worster, D.E. Yount, Phys. Rev. Lett. 25, 609 (1970)

CER 68 GRIND, TC-Library, Long Write-Up X601 CERN (1968)

CER 69 TRESH, TC-Library, Long Write-Up X201, CERN (1969)

Das 68 G. Dass, C. Frogatt, Nucl. Phys. B8, 661 (1968)

Dav 70 M. Davier, I. Derado, D. Drickey, D. Fries, R. Mozley, A. Odian, F. Villa, D. Yount, Phys. Rev. D1, 790 (1970)

De 71 I. Derado, P. Schacht, Interner Bericht der Streamerkammergruppe, Memo 3, Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik München (1971)

Der 71 I. Derado, G. Kronseder, P. Schacht, P. Schlamp, Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik München, MPI-PAE/Exp. El. 19 (1971)

Dit 70 P. Dittmann, GEODEC, Interner Bericht DESY R2-70/1 (1970)

Dre 69 W. Drechsler, Grundlagen der phänomenologischen Beschreibung von Hochenergiereaktionen II, Herbstschule für Hochenergiephysik Maria Laach, September 1969

Eck 68 V. Eckart, A. Ladage, International Symposium on Nuclear Electronics III, 10-1, Versailles (1968)

Gel 64 M. Gell-Mann, M.L. Goldberger, F.E. Low, E. Marx, F. Zachariasen, Phys. Rev. 133B, 145 (1964)

Got 68 E. Gotsman, U. Maor, Phys. Rev. 171, 1495 (1968)

Got 69 E. Gotsman, P.D. Mannheim, U. Maor, Phys. Rev. 186, 1703 (1969)

Jac 64 J.D. Jackson, Nuov. Cim. 34, 1644 (1964)

Jam 70 F. James, FOWL, TC-Library (1970)

Joo 67 H. Joos, Acta Physica Austriaca, Suppl. IV (1967)

Kno 71 J. Knobloch, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1971)

Kra 67 A.S. Krass, Phys. Rev. 159, 1496 (1967)

Kra 71 G. Kramer, H.R. Quinn, Nucl. Phys. B27, 77 (1971)

Kro 71 G. Kronseder, Interner Bericht der Streamerkammergruppe, Memo 6, Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik München (1971)

Mai 70 E. Maier-Reimer, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1970)

Man 70 P.D. Mannheim, U. Maor, Phys. Rev. D2, 2105 (1970)

Mey 68 H. Meyer, Dissertation, Universität Hamburg (1968)

Mey 70 H. Meyer, B. Naroska, J.H. Weber, M. Wong, V. Heynen, E. Mandelkow, D. Notz, Phys. Lett. 33B, 189 (1970)

Mof 70 K.C. Moffeit, Ph.D. Thesis, University of California, Berkeley (1970)

Rab 71 E. Rabe, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1971)

Ros 41 B. Rossi, K. Greisen, Rev. Mod. Phys. 13, 240 (1941)

Ros 66 M. Rossi, L. Stodolsky, Phys. Rev. 149, 1172 (1966)

Sat 70 H. Satz, K. Schilling, Nuov. Cim.67A, 511 (1970)

Sch 70 K. Schilling, P. Seyboth, G. Wolf, Nucl. Phys. B15, 397 (1970)

Sch 71 P. Schlamp, Dissertation, Universität München (1971)

Schm69 F. Schmitt, Dissertation, Universität Straßburg (1969)

Söd 66 P. Söding, Phys. Lett. 19, 702 (1966)

Tro 66 P. Trower, University of California, Radiation Laboratory Report 2426, Vol. IV (1966)

Wan 67 L.L. Wang, Phys. Rev. 153, 1664 (1967)

Wol 70 G. Wolf. Das Datenband des SLAC-Photoproduktions-experiments (Bal 69) wurde von Herrn Wolf zur Verfügung gestellt.

Verzeichnis der Abbildungen

Abb. 1 Das Aufbauprinzip der Streamerkammer und die Anordnung der Zähler sind schematisch dargestellt. Außerdem werden die Richtungen des elektrischen und magnetischen Feldes, die Hauptachsen der drei Kameras und das Koordinatensystem der Kammer mit seinem Ursprung in der Mitte der Oberfläche der Grundelektrode gezeigt.

Abb. 2 Aufnahme eines 3-Spur-Ereignisses in der Streamerkammer. Deutlich sichtbar ist der Unterschied in der Ionisation zwischen der kurzen und den beiden langen Spuren.

Abb. 3 Targetaufbau (Zahlenangabe in cm)

Abb. 3a zeigt einen Schnitt parallel zur x-y-Ebene durch den Targetmittelpunkt TM und stellt den Photonenstrahl, den Szintillatorzylinder mit seinem Mittelpunkt SM und dem nur mit einer dünnen Mylar-Folie verschlossenen Strahleintrittsfenster dar. Außerdem wird der Targetzylinder (H_2-Target) von 2.5 cm Durchmesser und 3.8 cm Länge und ein in ihm am Vertex V entstandenes 3-Spur-Ereignis ähnlich dem in Abb. 2 dargestellten gezeigt.

Abb. 3b zeigt einen Schnitt parallel zur y-z-Ebene entlang der Szintillatorzylinderachse. Gezeigt wird der Zylinder des Szintillationszählers S zwischen Grund(Edelstahlplatte)- und Mittelelektrode mit dem innerhalb befindlichen Wasserstofftarget und der zugehörigen H_2-Zuleitung. Angedeutet ist noch der Lichtleiter vom Szintillationszähler S zum Multiplier.

Abb. 4 Reichweite R (cm) von Pionen und Protonen als Funktion ihres Impulses P (MeV/c) für das Helium- Neon-Gasgemisch ((He, Ne) = 30% He, 70% Ne) in der Streamerkammer, für flüssigen Wasserstoff (H) und für Nuplex ($Sz = C_{1.0}H_{1.3}O_{0.15}$), aus dem der Szintillationszähler S besteht.

Abb. 5 zeigt die Verteilung der rekonstruierten Vertices von Streamerkammerereignissen, projiziert in die x-y-Ebene. Deutlich erkennbar sind die Bereiche des Szintillationszählers S und des Wasserstofftargets.

Abb. 6 zeigt für 88 Spuren aus 4C-Fit-Ereignissen das Verhältnis der in GRIND gerechneten Blasenkammerionisation I_G und der geschätzten Streamerkammerionisation I_S in Abhängigkeit vom Dipwinkel λ. Die eingetragene Kurve zeigt das Ergebnis einer Anpassung zur Beschreibung der Dipwinkelabhängigkeit von I_G/I_S. Die Sprungstelle der Kurve bei ca. 6^o hat ihre Ursache in der teilweisen Absorption des Lichts durch die Mittelelektrode der Streamerkammer.

Abb. 7 zeigt das Ergebnis der Entscheidung mit Hilfe der Ionisation.
Abb. 7a zeigt die Impulsverteilung aller Spuren; die übrigen Abbildungen geben für jedes Impulsintervall den prozentualen Anteil der Spuren an, die als Proton (Abb. 7b), als Pion (Abb. 7c) oder als nicht entscheidbar (Abb. 7d) entschieden wurden. Die schraffierten Flächen in den Abbildungen 7a und 7c geben den Anteil der Spuren an, die auf Grund des Impulses als Pionen entschieden wurden.

Abb. 8 zeigt gemessene Wirkungsquerschnitte für 3-Spur-Ereignisse aus diesem Experiment in Abhängigkeit von der Intensität i des Photonenstrahls. Die gestrichelte Kurve zeigt die Extrapolation des Wirkungsquerschnitts auf die Intensität i=0, die wegen der intensitätsabhängigen Zählraten des Flußzählers notwendig ist.

Abb. 9 zeigt die Verteilung des Winkels α (= Winkel zwischen der Projektion der Impulsrichtung eines Teilchens am Vertex in die y-z-Ebene und der positiven y-Achse) für Hadronen mit Impulsen $P > 1$ GeV/c. Man erkennt deutlich die Verluste bei 0° und 180°, die durch die Vetozähler V verursacht werden.

Abb. 10 (a) zeigt die Graphen für die doppelt periphere Erzeugung von Pionen, wie sie in den Modellen von Söding (Söd 66) und Krass (Kra 67) verwendet werden.

(b) zeigt den Graphen für den Austausch einer Pomerontrajektorie ($\mathbb{P}$) im t-Kanal für die Reaktion $\gamma p \to \rho^0 p$.

Abb. 11 zeigt den Verlauf der Dichtematrixelemente für die Reaktion $\gamma p \to \rho^0 p$ für das Gottfried-Jackson- und das Helizitätssystem bei einer Photonenergie von $E_\gamma = 4.7$ GeV nach dem in dieser Arbeit beschriebenen Reggepolmodell (RPM). Die eingezeichneten Kurven werden mit 3 Parametern beschrieben, die eingetragenen Kreuze sind Ergebnisse eines Photoproduktionsexperiments mit linear polarisierten Photonen von $E_\gamma = 4.7$ GeV (Bal 70).

Abb. 12 Verteilung der effektiven Masse $m_{\pi\pi}$ der Reaktion $\gamma p \to \pi^+\pi^- p$ für alle t (Abb. 12a), für $|t| < 0.1$ $(\text{GeV/c})^2$ (Abb. 12b) und für $|t| > 0.1$ $(\text{GeV/c})^2$ (Abb.12c). Die gestrichelte Kurve zeigt den Untergrundbeitrag von Phasenraum und Reflexion der $\Delta^{++}(1236)$-Erzeugung. Die strichpunktierte Linie gibt die Verteilung von $m_{\pi\pi}$ aus der Reaktion $\gamma p \to \rho^0 p$ nach RPM an. Die durchgezogene Kurve ist die Summe von Untergrund und ρ^0-Beitrag nach RPM. Für $|t| < 0.1$ $(\text{GeV/c})^2$ ist der Untergrund praktisch 0; die in Abb. 12b eingezeichnete Kurve stammt nur vom ρ^0-Beitrag nach RPM.

Abb. 13 Die einfachen Kreuze zeigen den experimentellen differentiellen Teilwirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{dt}$ der Reaktion $\gamma p \to \rho^0 p$ für das $m_{\pi\pi}$-Massenintervall (0.64, 0.84 GeV). Die durchgezogene Kurve stellt eine RPM-Anpassung an diese Werte zur Bestimmung der Parameter g und a dar. Die gestrichelte Kurve zeigt mit diesen Parametern eine RPM-Voraussage für den gesamten physikalischen Massenbereich. Die eingezeichneten Kreuze mit Dreiecken geben den differentiellen Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $\gamma p \to \pi^+\pi^- p$ aus diesem Experiment an.

Abb. 14 Vergleich einer Breit-Wigner-Verteilung (durchgezogene Kurve) für l=1 nach Jackson (Jac 64) mit einer RPM-Verteilung zur Beschreibung der effektiven Masse $m_{\pi\pi}$.

Abb. 15 (a) stellt das 1. Moment der $m_{\pi\pi}$-Massenverteilung nach RPM in Abhängigkeit von t für das $m_{\pi\pi}$-Intervall (0.53, 1.0 GeV) dar (durchgezogene Kurve); die gestrichelte Kurve zeigt für das gleiche Intervall das 1. Moment für die Breit-Wigner-Verteilung. Die Kreuze zeigen Werte aus diesem Experiment.

(b) Maximum der $m_{\pi\pi}$-Verteilung in Abhängigkeit von t für die ρ^0-Produktion nach RPM (durchgezogene Kurve) und experimentell gefundene Werte (Kreuze). Zum Vergleich zeigen die gestrichelten Linien das Maximum der Breit-Wigner-Verteilung mit massenabhängiger Breite (α), mit konstanter Breite (γ) und die angenommene Masse des ρ^0-Mesons m_o = 0.765 GeV (β).

Abb. 16 Abhängigkeit des exponentiellen Abfalls A $(GeV/c)^{-2}$ des differentiellen Wirkungsquerschnitts $\frac{d\sigma}{dt} \sim e^{At}$ von der effektiven Masse $m_{\pi\pi}$. Die Kreuze zeigen Werte dieses Experiments; die Kurve gibt die RPM-Vorhersage an.

Abb. 17 Dichtematrixelemente im Helizitätssystem für ρ^0 aus den Daten dieses Experiments (Kreuze). Die eingezeichneten Kurven zeigen die nach RPM für eine Photonenenergie von 5.1 GeV berechneten Dichtematrixelemente.

Abb. 18 Sechs unabhängige Helizitätsamplituden im s- und t-Kanal bei einer Gammaenergie von 5.1 GeV.

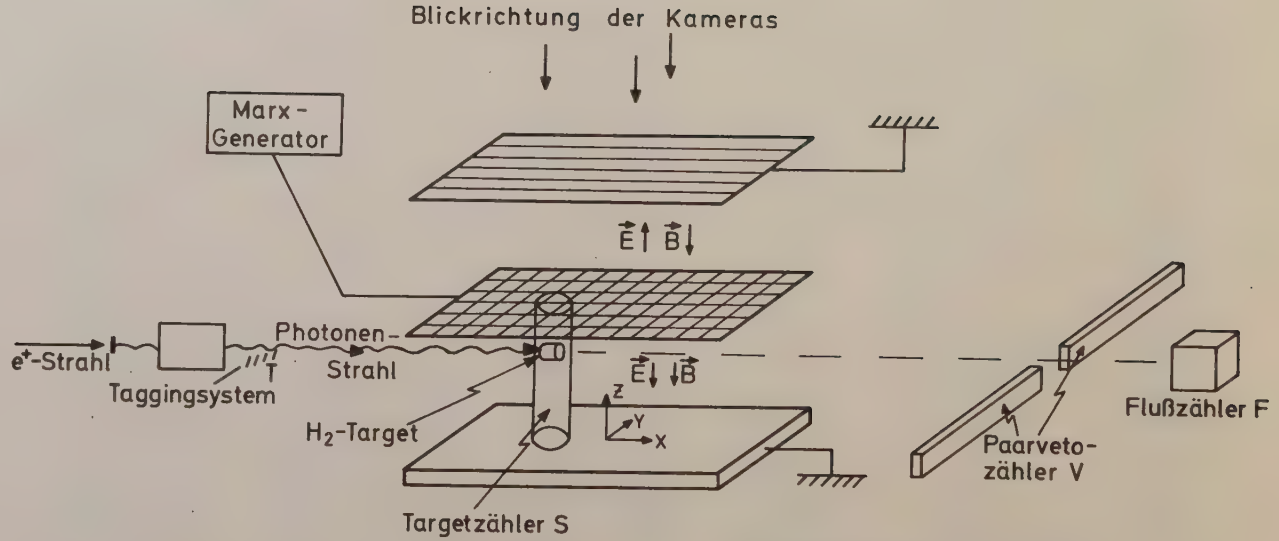


Abb:1 Aufbauprinzip der Streamerkammer
und der Zähleranordnung

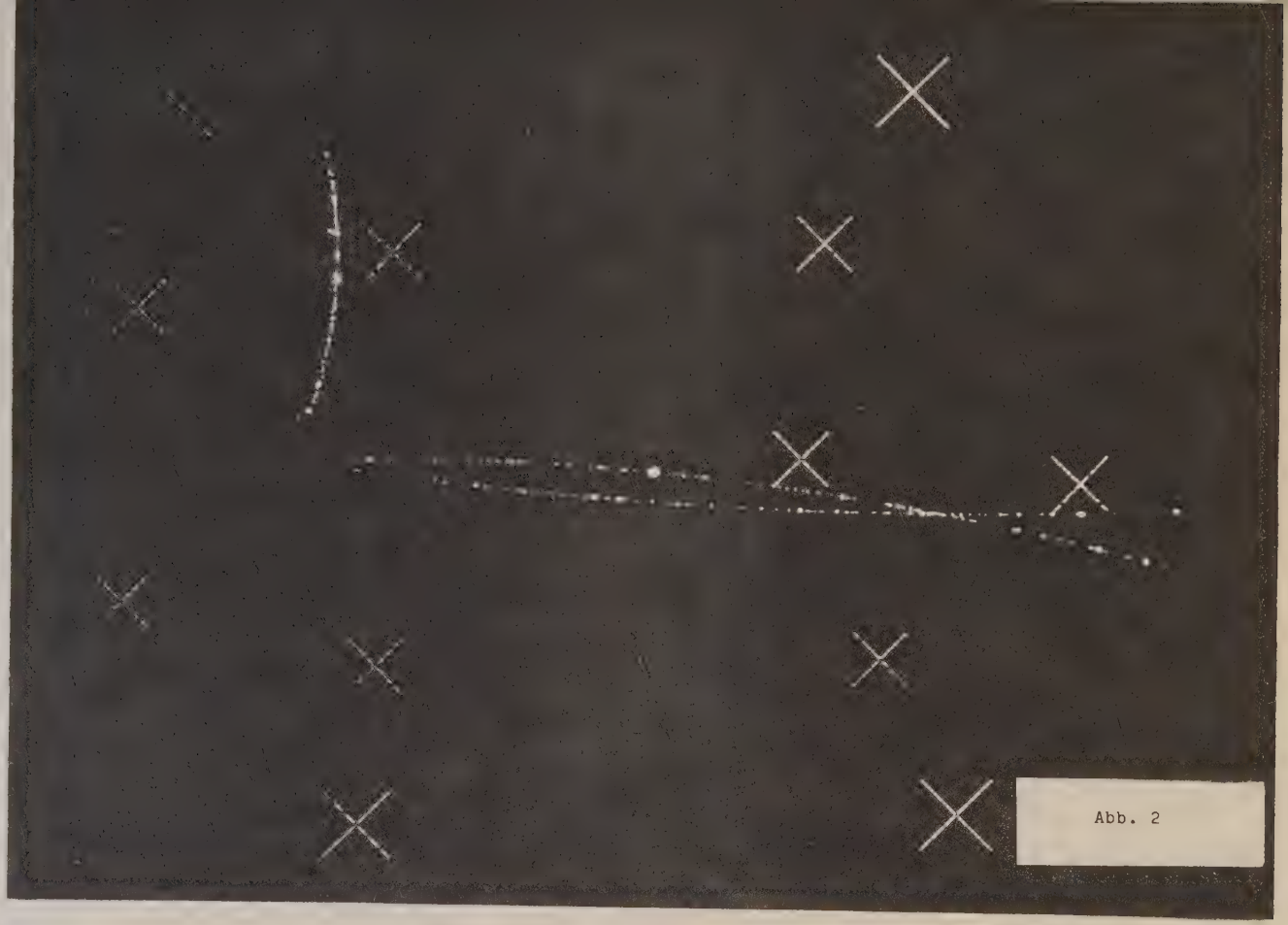


Abb. 2

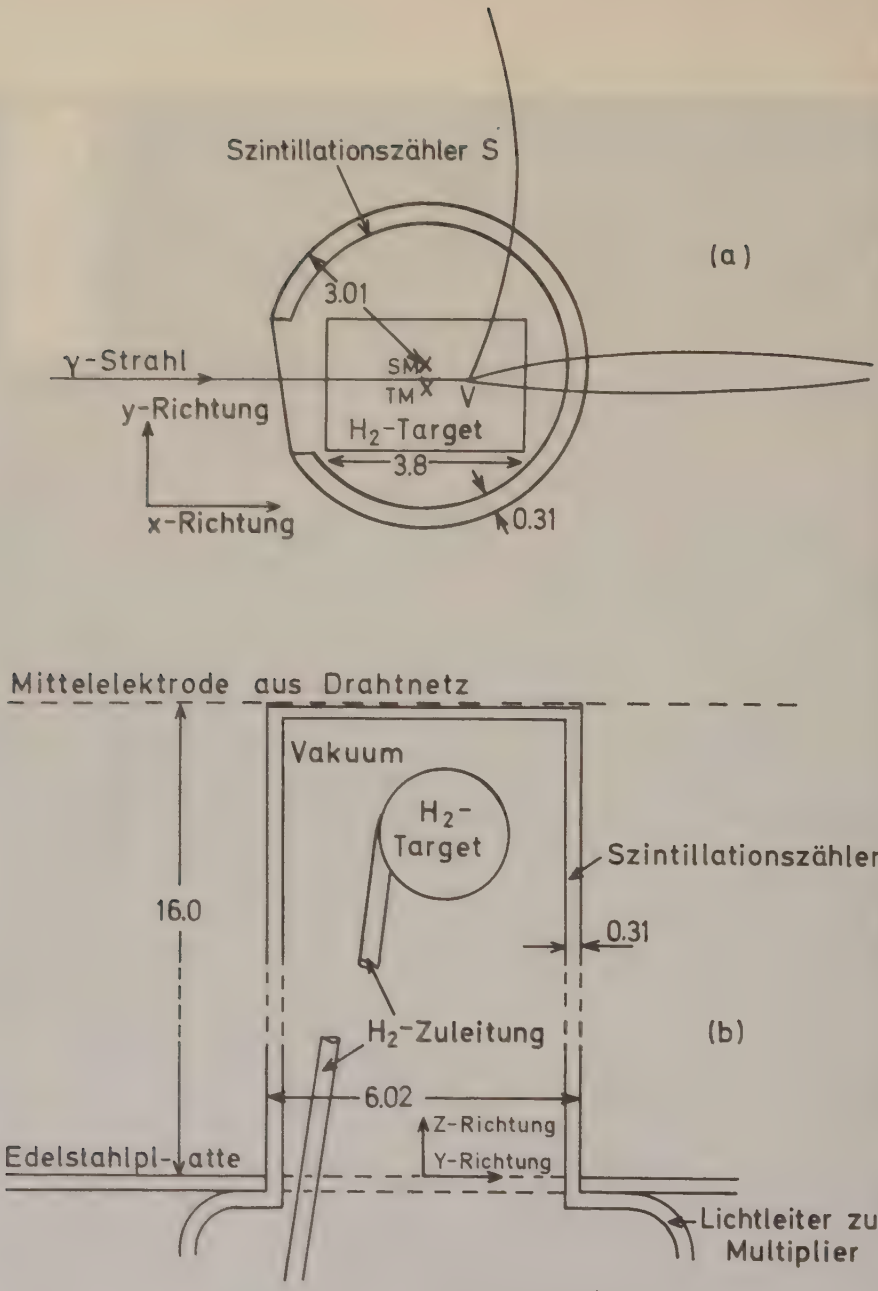


Abb. 3: Targetaufbau (Zahlenangaben in cm)

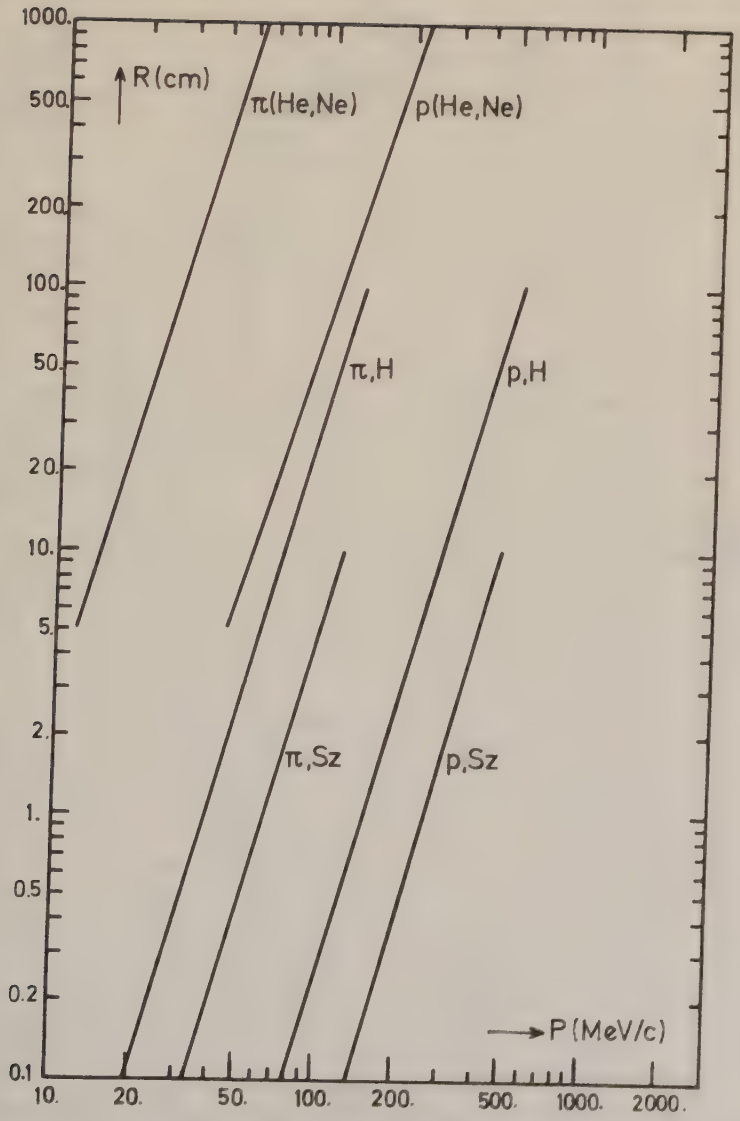
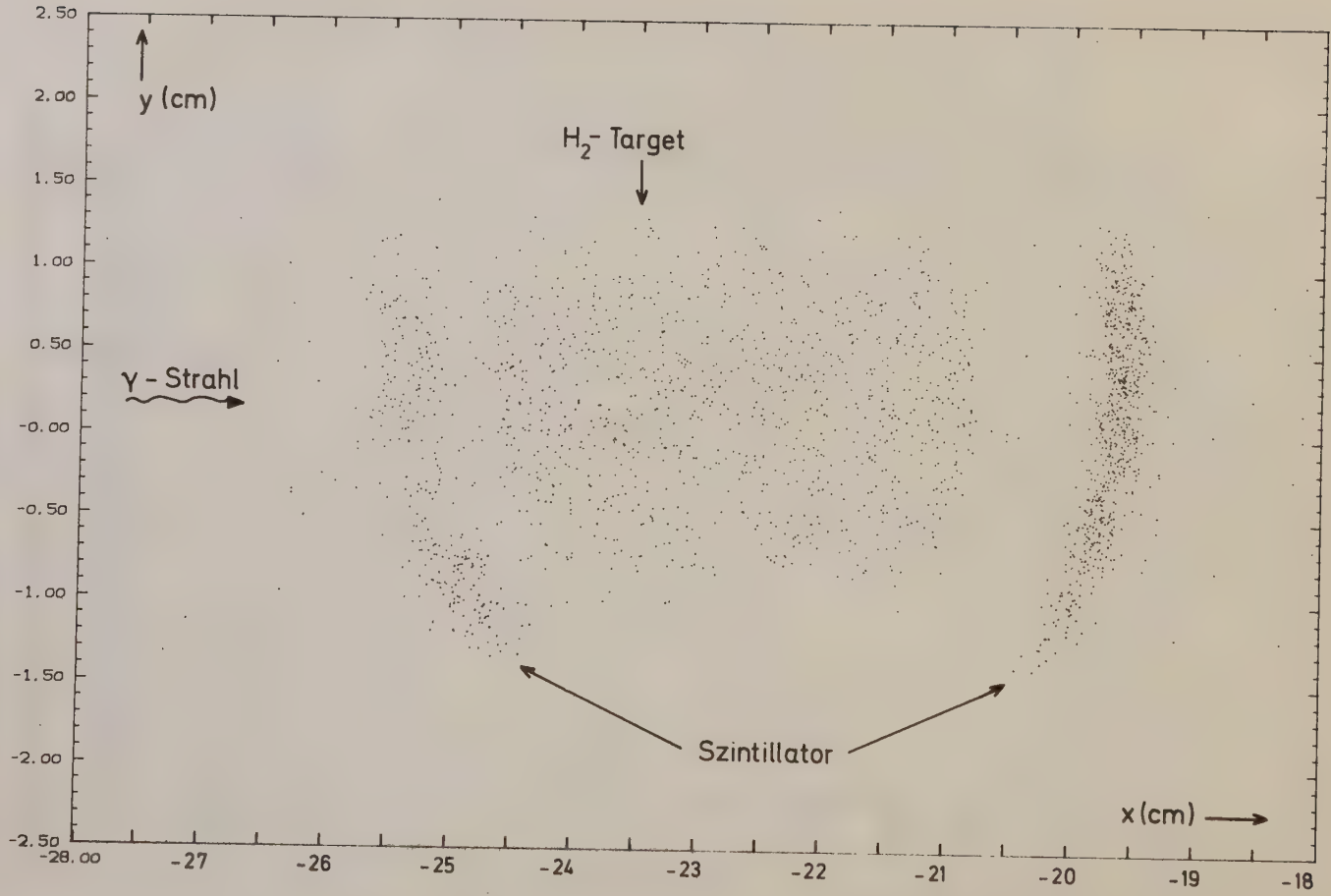


Abb. 4: Reichweite (cm) als Funktion des Impulses (MeV/c) für verschiedene Medien.


2.50
2.00
1.50
1.00
0.50
-0.00
-0.50
-1.00
-1.50
-2.00
-2.50
y (cm)
H2- Target
γ - Strahl
Szintillator
x (cm)
-28.00
-27
-26
-25
-24
-23
-22
-21
-20
-19
-18

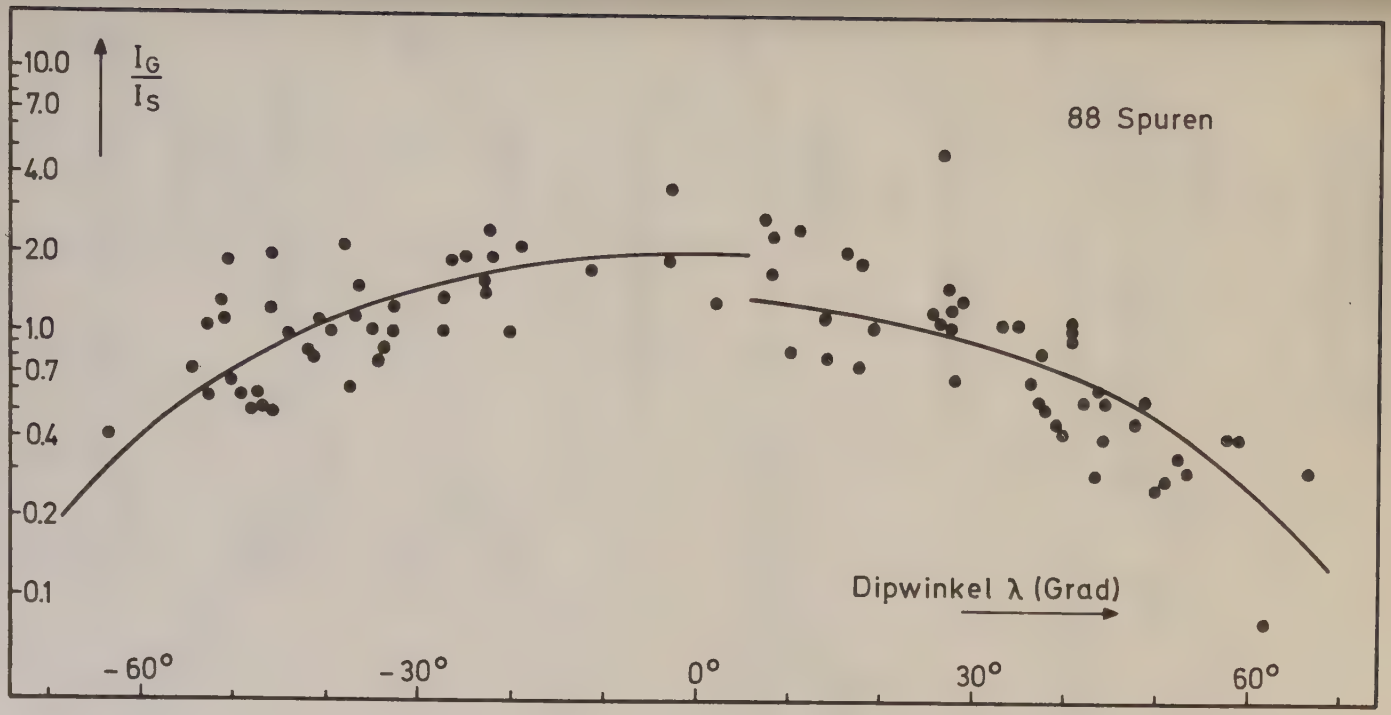

10.0
7.0
4.0
2.0
1.0
0.7
0.4
0.2
0.1
$\frac{I_G}{I_S}$
88 Spuren
Dipwinkel λ (Grad)
-60°
-30°
0°
30°
60°

Abb. 6

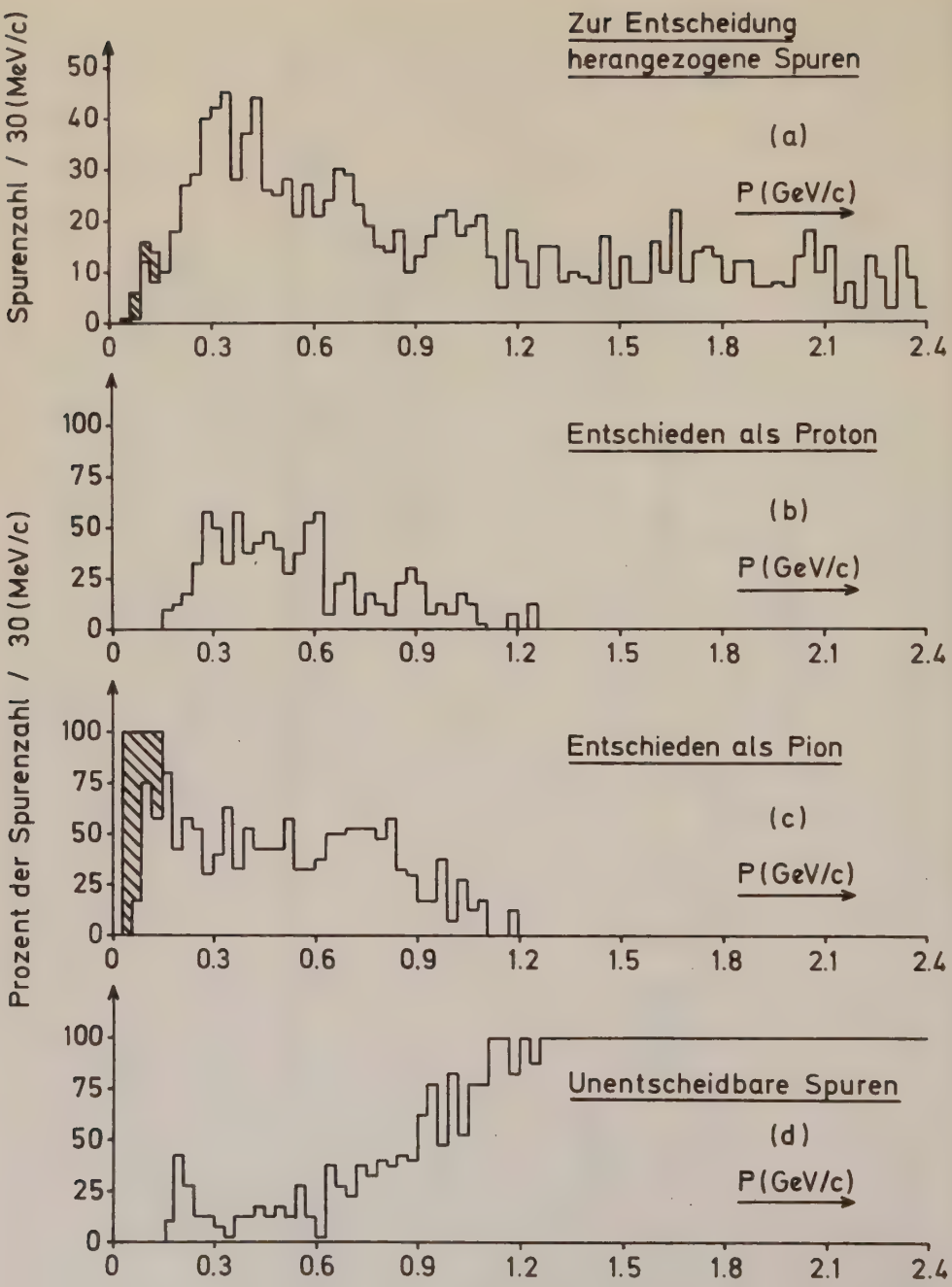

Zur Entscheidung herangezogene Spuren
(a)
P (GeV/c)
Spurenzahl / 30 (MeV/c)
Entschieden als Proton
(b)
P (GeV/c)
Prozent der Spurenzahl / 30 (MeV/c)
Entschieden als Pion
(c)
P (GeV/c)
Unentscheidbare Spuren
(d)
P (GeV/c)

Abb. 7

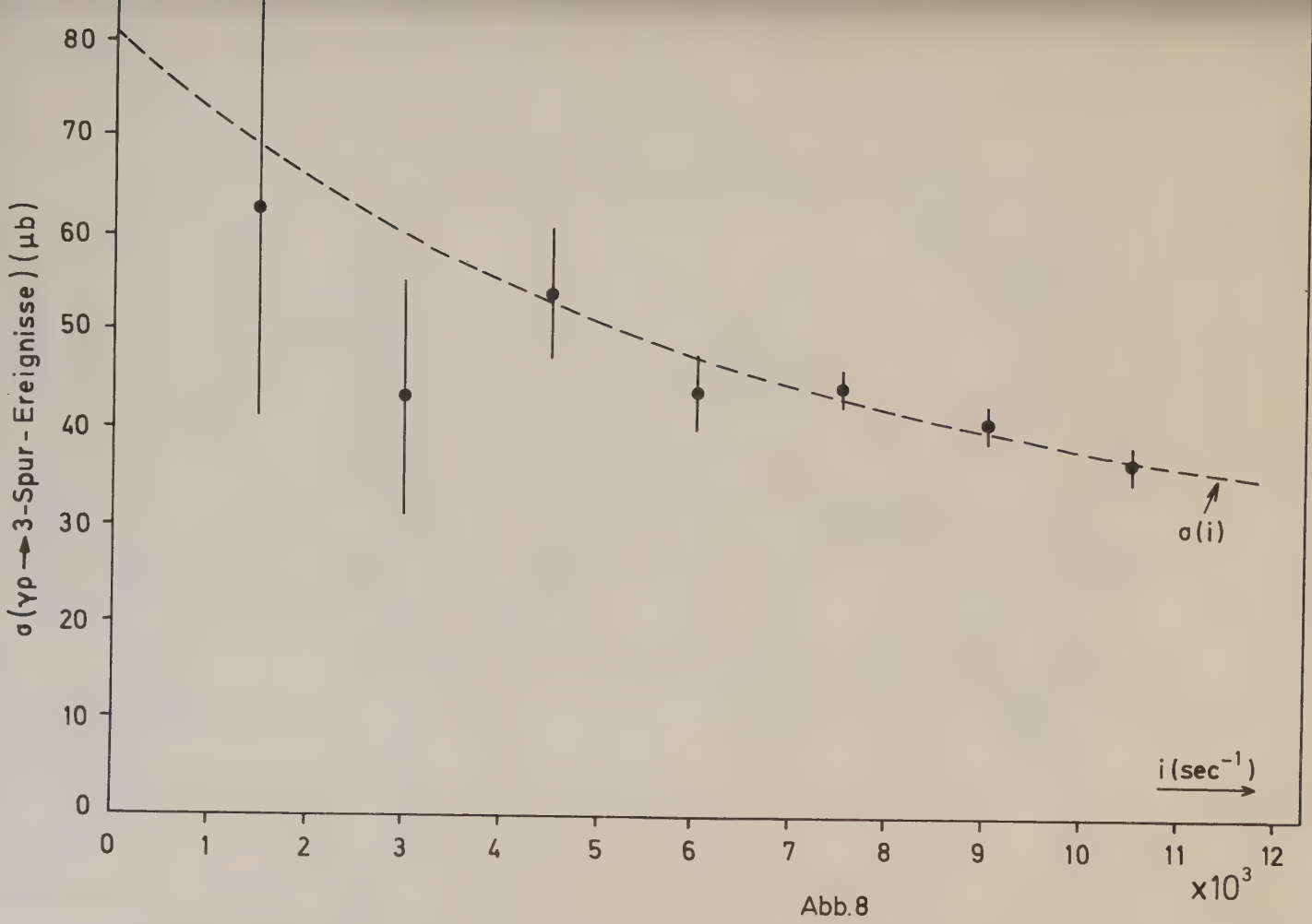

σ(γp → 3-Spur-Ereignisse) (μb)
80
70
60
50
40
30
20
10
0
0
1
2
3
4
5
6
7
8
9
10
11
12
x10³
i (sec⁻¹)
σ(i)

Abb.8

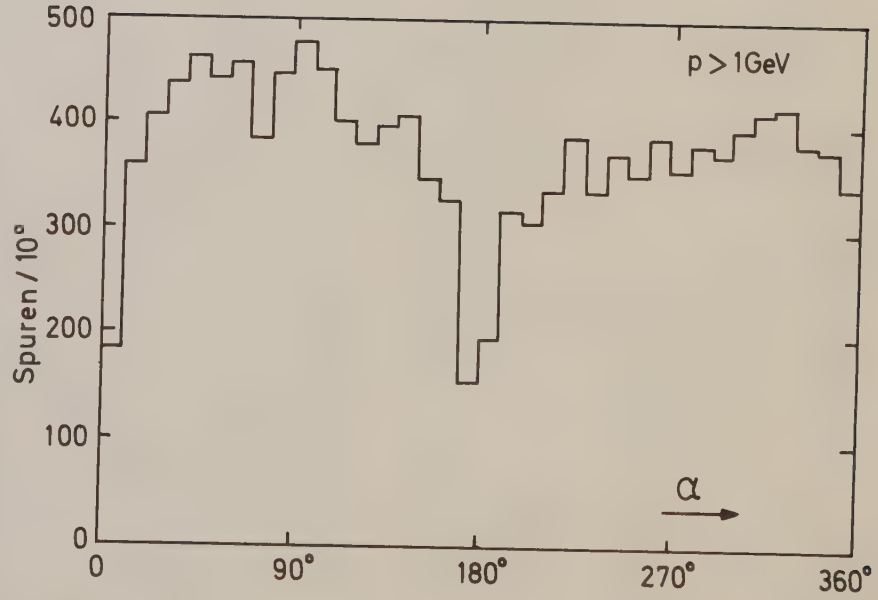
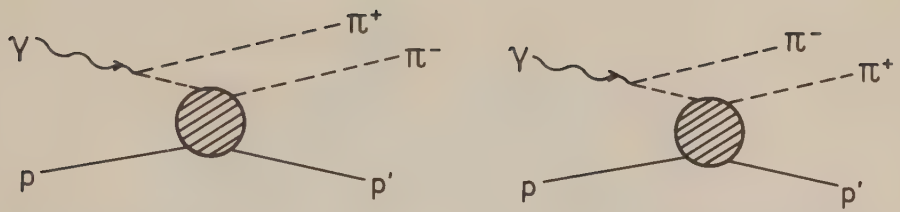
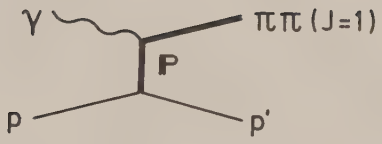


Abb. 9



(a)



(b)

Abb. 10

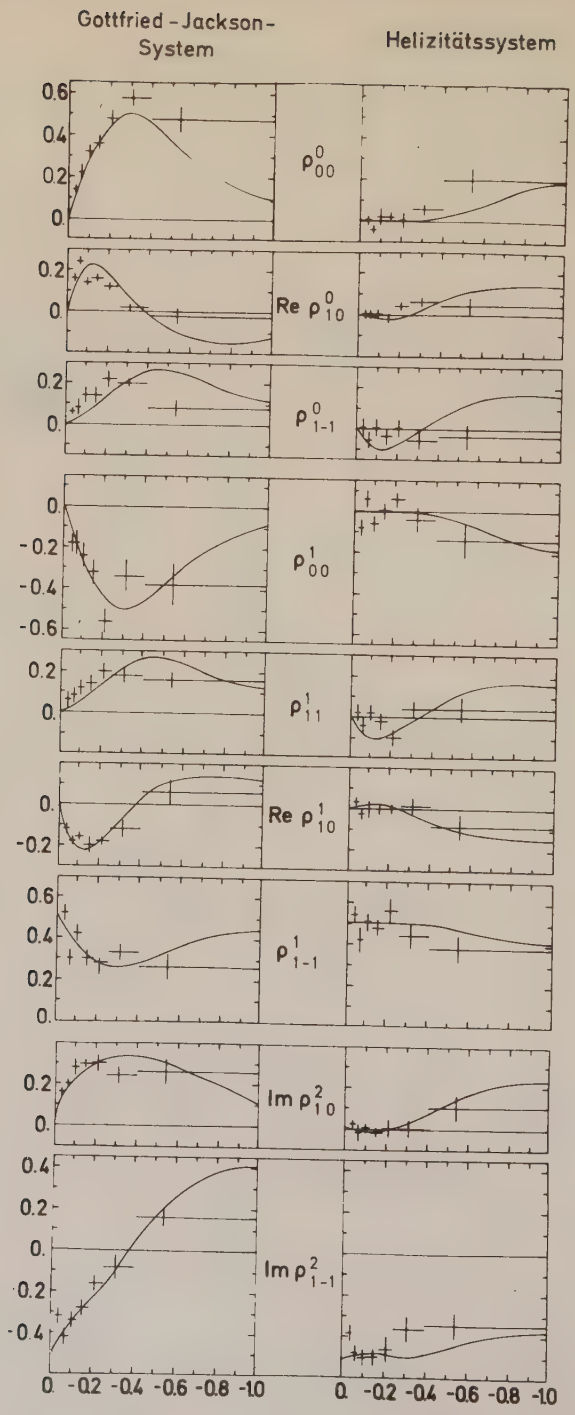

Gottfried - Jackson - System
Helizitätssystem
ρ^0_{00}
Re ρ^0_{10}
ρ^0_{1-1}
ρ^1_{00}
ρ^1_{11}
Re ρ^1_{10}
ρ^1_{1-1}
Im ρ^2_{10}
Im ρ^2_{1-1}
0.6
0.4
0.2
0.
-0.2
-0.4
-0.6
0. -0.2 -0.4 -0.6 -0.8 -1.0
t(GeV/c)^2

Abb.11

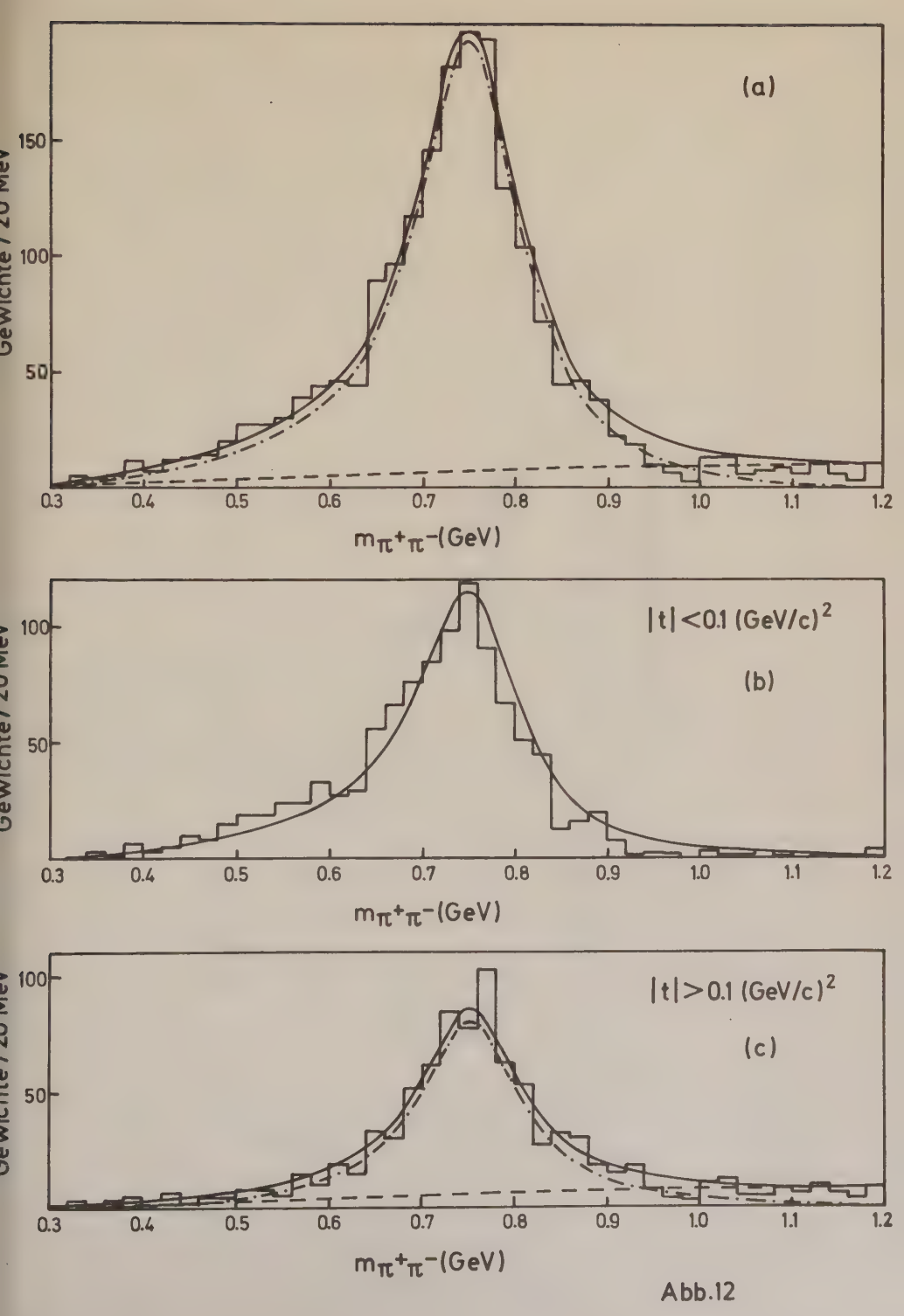

(a)
150
100
50
0.3
0.4
0.5
0.6
0.7
0.8
0.9
1.0
1.1
1.2
$m_{\pi^+\pi^-}$(GeV)
$|t|<0.1$ (GeV/c)^2
(b)
$|t|>0.1$ (GeV/c)^2
(c)

Abb.12

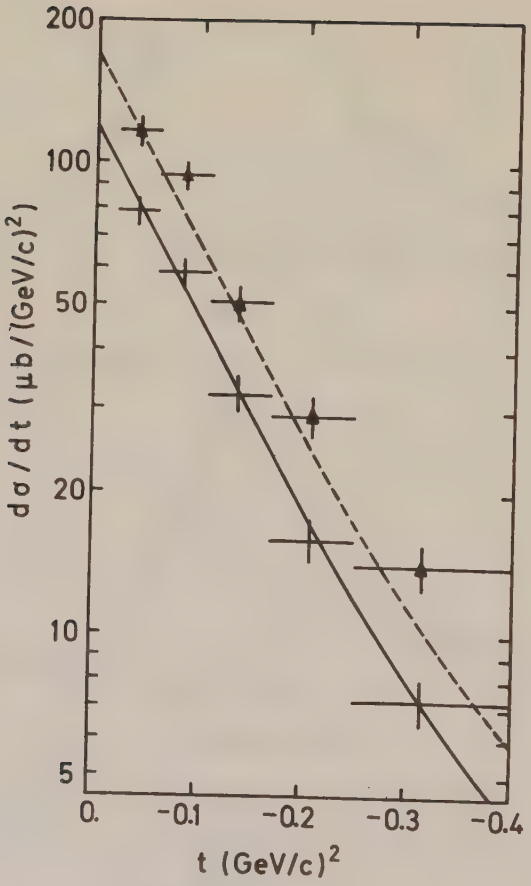


Abb.13

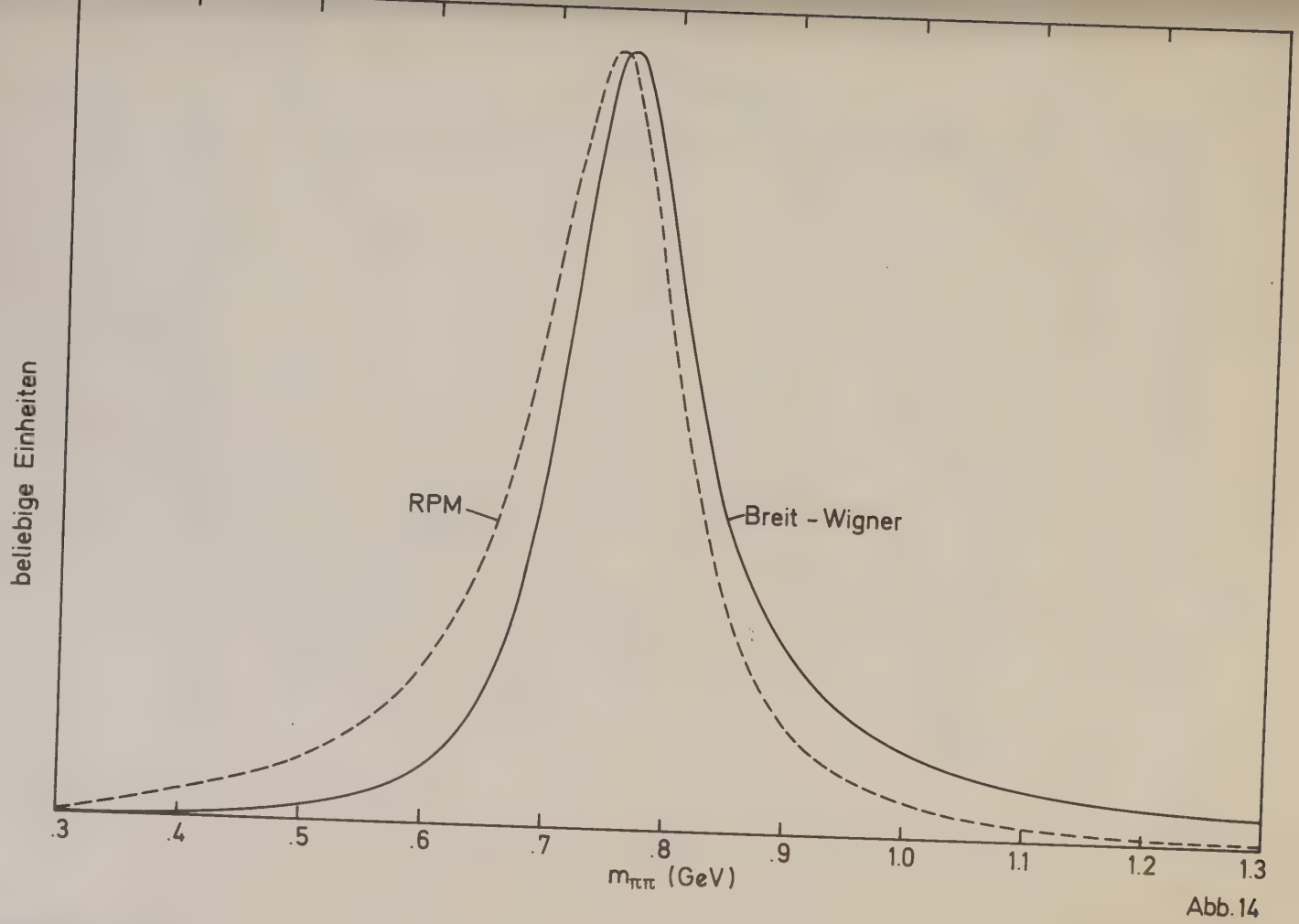

beliebige Einheiten
RPM
Breit - Wigner
.3
.4
.5
.6
.7
.8
.9
1.0
1.1
1.2
1.3
$m_{\pi\pi}$ (GeV)

Abb. 14

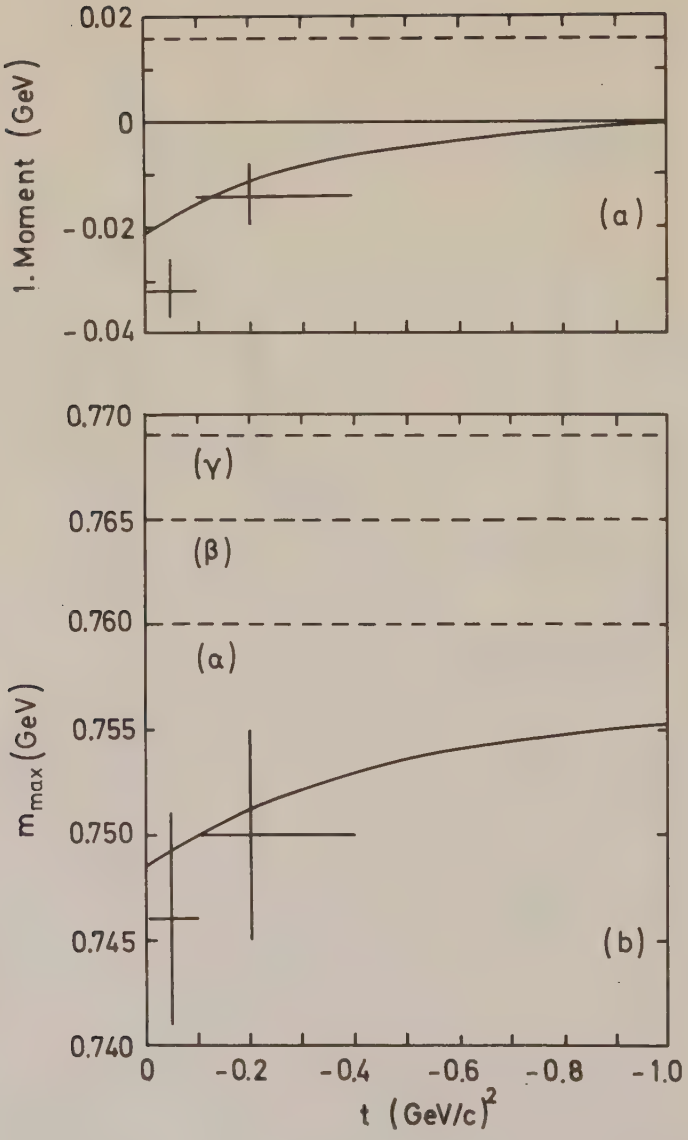

0.02
0
-0.02
-0.04
1. Moment (GeV)
(a)
0.770
0.765
0.760
0.755
0.750
0.745
0.740
(γ)
(β)
(α)
(b)
m_{max} (GeV)
0
-0.2
-0.4
-0.6
-0.8
-1.0
t (GeV/c)^2

Abb. 15

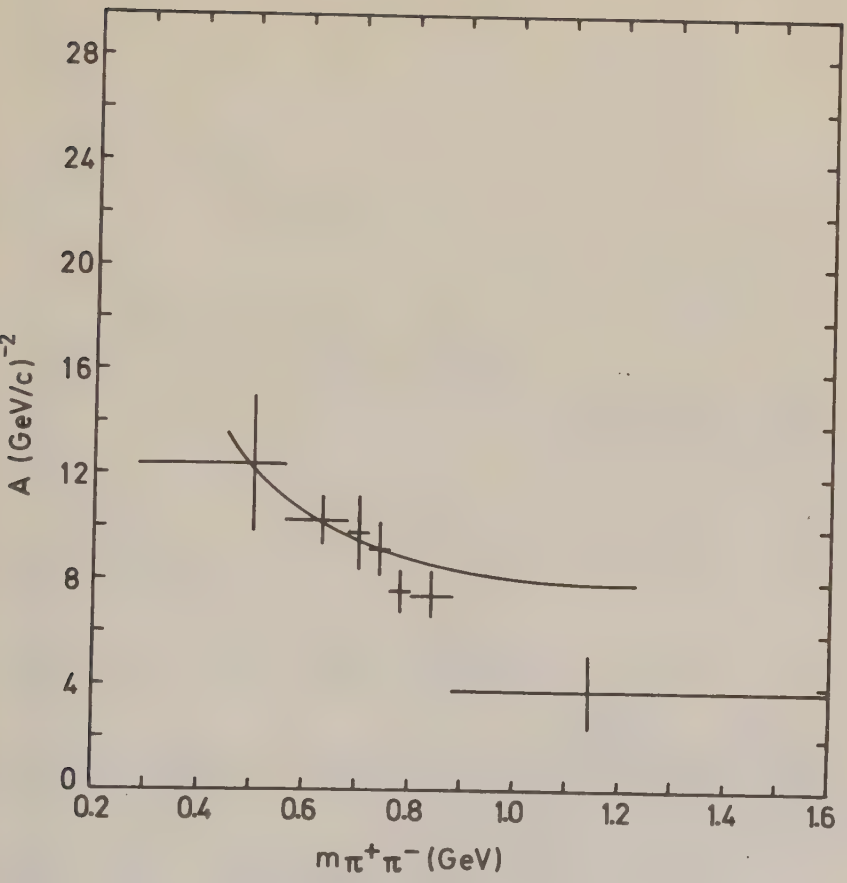


Abb.16

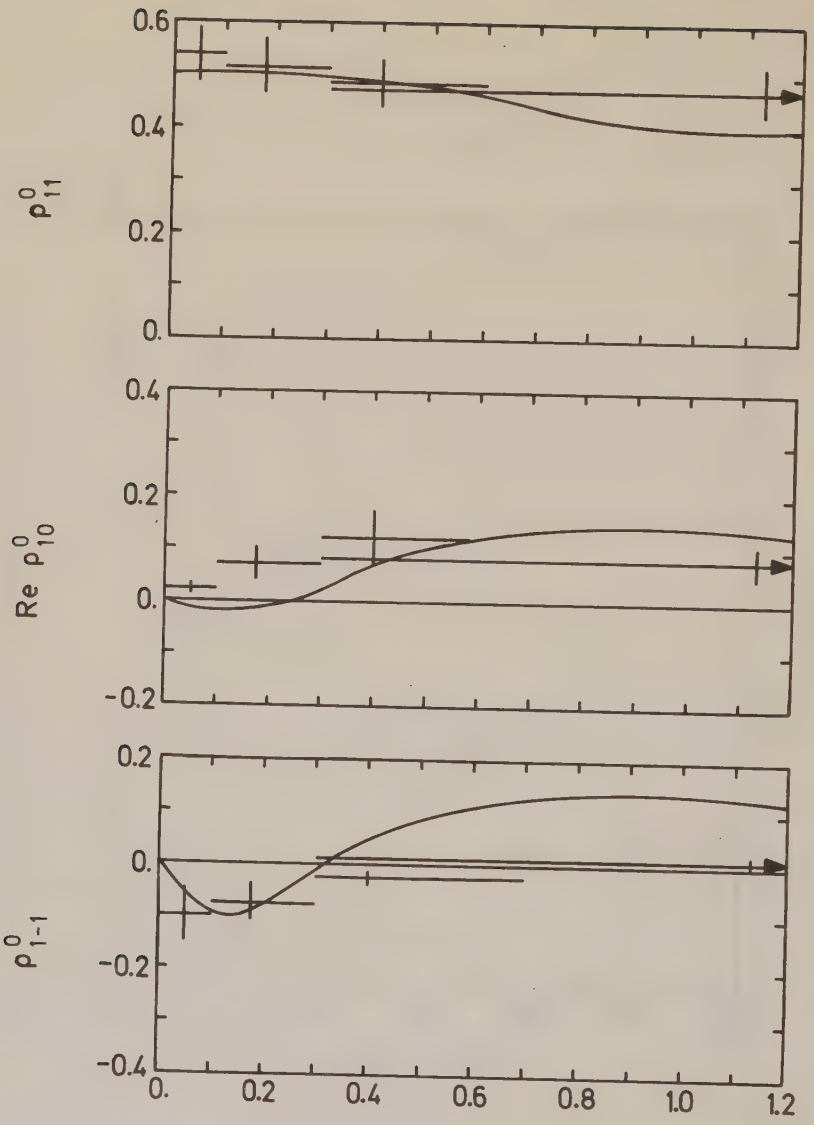


Abb.17: Dichtematrixelemente im Helizitätssystem

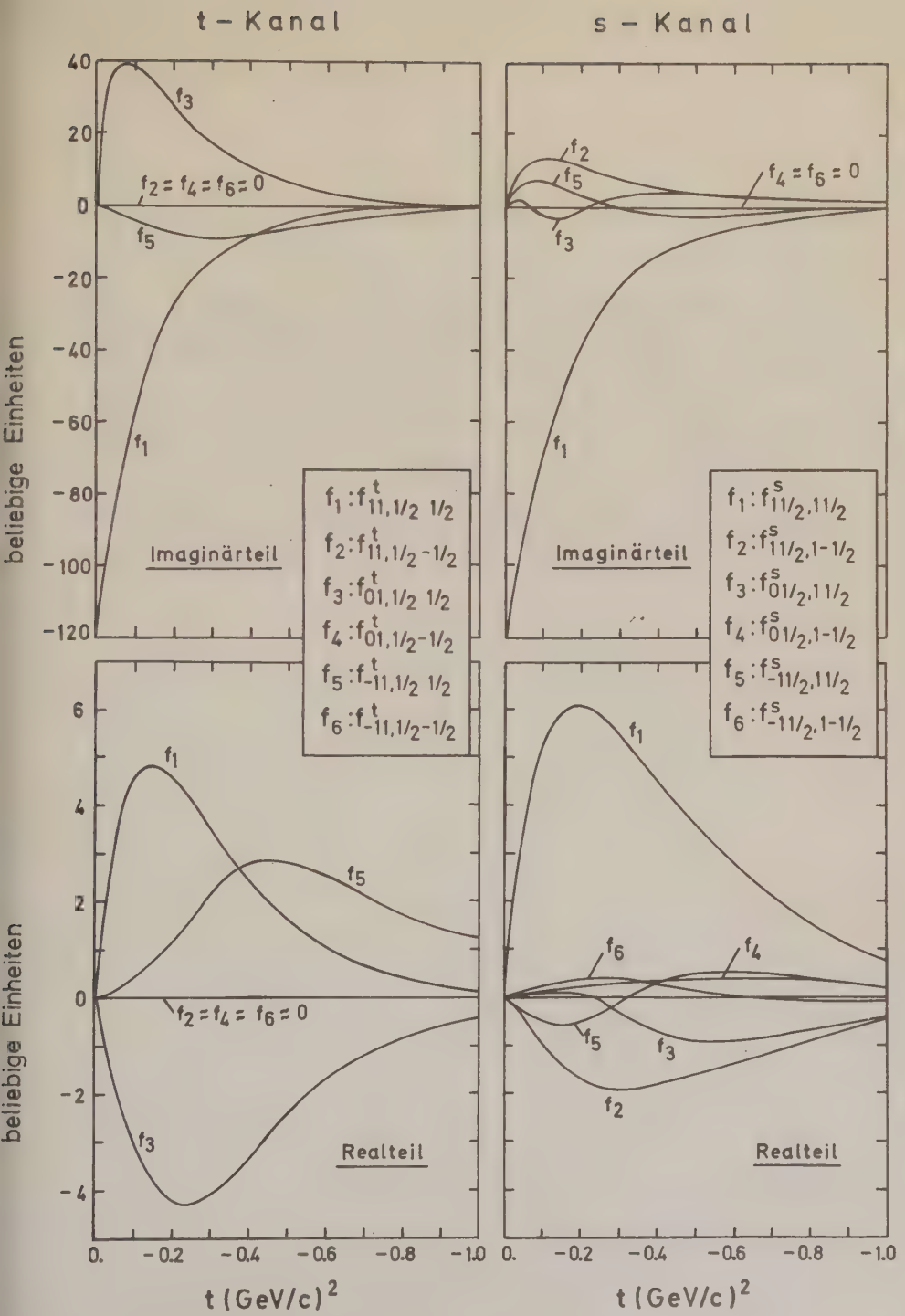

t – Kanal
s – Kanal
beliebige Einheiten
beliebige Einheiten
Imaginärteil
Imaginärteil
Realteil
Realteil
$f_1 : f^t_{11,1/2\ 1/2}$
$f_2 : f^t_{11,1/2\ -1/2}$
$f_3 : f^t_{01,1/2\ 1/2}$
$f_4 : f^t_{01,1/2\ -1/2}$
$f_5 : f^t_{-11,1/2\ 1/2}$
$f_6 : f^t_{-11,1/2\ -1/2}$
$f_1 : f^s_{11/2,11/2}$
$f_2 : f^s_{11/2,1-1/2}$
$f_3 : f^s_{01/2,11/2}$
$f_4 : f^s_{01/2,1-1/2}$
$f_5 : f^s_{-11/2,11/2}$
$f_6 : f^s_{-11/2,1-1/2}$
$f_2 = f_4 = f_6 = 0$
$f_4 = f_6 = 0$
t (GeV/c)²
t (GeV/c)²

Abb. 18

Danksagung

Ich bedanke mich bei Herrn Prof. Dr. K. Gottstein für seine Unterstützung meiner Arbeit und die Arbeitsmöglichkeit im Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik.

Herrn Dr. I. Derado danke ich für sein stetes Interesse am Fortgang dieser Arbeit und für viele förderliche Diskussionen.

Mein Dank gilt auch den Kollegen der Münchener Streamerkammergruppe sowie den übrigen Mitgliedern der Kollaboration für die stets angenehme und fruchtbare Zusammenarbeit.

Herrn Prof. Dr. K. Gottstein sowie den Herren Dr. I. Derado, Dr. W. Wittek und Dr. G. Wolf danke ich für die kritische Durchsicht des Manuskripts.

Lebenslauf

Am 2.4.1940 wurde ich als Sohn des kaufm. Angestellten Emil Kronseder und seiner Ehefrau Irmgard, geb. Wiedemann, in München geboren. Nach vier Jahren Volksschule besuchte ich die Oberrealschule München-Pasing, wo ich 1959 die Reifeprüfung ablegte. Im Wintersemester 1959/60 begann ich mit dem Studium der Physik an der Universität München und legte im Sommersemester 1967 die Diplomprüfung ab. Seit September 1967 bin ich als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik tätig.